



Étude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments

A. Le Fevre

► To cite this version:

A. Le Fevre. Étude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1997. Français. NNT : . in2p3-00008701

HAL Id: in2p3-00008701

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008701>

Submitted on 20 Oct 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université Paris 7 - Denis Diderot

THÈSE

présentée

par

Arnaud LE FÈVRE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
spécialité : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

sujet :

ÉTUDE DE LA MULTIFRAGMENTATION :
APPORT DES CORRÉLATIONS EN VITESSE RÉDUITE
ENTRE PARTICULES ET FRAGMENTS

soutenue le 14 mai 1997 devant le jury composé de :

Monsieur	D. ARDOUIN	Rapporteur
Monsieur	Ch. BOURGEOIS	Président
Monsieur	Ph. CHOMAZ	
Monsieur	J. NATOWITZ	
Monsieur	F. SAINT-LAURENT	
Monsieur	B. TAMAIN	Rapporteur
Monsieur	J.-P. WIELECZKO	

Université Paris 7 - Denis Diderot

THÈSE

présentée

par

Arnaud LE FÈVRE

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
spécialité : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

sujet :

ÉTUDE DE LA MULTIFRAGMENTATION :
APPORT DES CORRÉLATIONS EN VITESSE RÉDUITE
ENTRE PARTICULES ET FRAGMENTS

soutenue le 14 mai 1997 devant le jury composé de :

Monsieur	D. ARDOUIN	Rapporteur
Monsieur	Ch. BOURGEOIS	Président
Monsieur	Ph. CHOMAZ	
Monsieur	J. NATOWITZ	
Monsieur	F. SAINT-LAURENT	
Monsieur	B. TAMAIN	Rapporteur
Monsieur	J.-P. WIELECZKO	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Samuel Harar, ancien directeur du G.A.N.I.L., de m'avoir accueilli dans ce laboratoire pour effectuer cette thèse, grâce au soutien d'une bourse C.E.A./C.F.R. Mes remerciements s'adressent également à Daniel Guerreau, ainsi qu'à Jérôme Fouan, la nouvelle direction du G.A.N.I.L., pour m'avoir permis de continuer et d'achever mon travail de thèse dans les meilleures conditions.

J'exprime plus particulièrement ma gratitude à François Saint-Laurent, mon responsable de thèse, pour avoir accompagné et encadré mon travail, et duquel j'ai profondément apprécié, tout au long de notre collaboration, le sens physique aiguisé, la perspicacité, le goût des méthodes élégantes et innovantes, ainsi que le sens de l'organisation. Cette gratitude s'adresse aussi à Jean-Pierre Wieleczko qui a eu la délicate tâche de prendre le relais de François Saint-Laurent après sa mutation, en une période cruciale et intense que constitue une fin de thèse, et dont j'ai pu apprécier l'attention assidue prêtée à la rédaction de ce mémoire, le sens critique et l'esprit de rigueur qui constituent le ciment essentiel de tout édifice de recherche.

Je tiens ensuite à remercier les personnes qui m'ont honoré de leur présence au sein de mon jury de thèse : le président, Christian Bourgeois, les rapporteurs, Daniel Ardouin et Bernard Tamain, ainsi que Philippe Chomaz et Joseph Natowitz, pour l'attention et l'intérêt qu'ils ont porté à la lecture de mon mémoire.

En particulier, un grand merci à Philippe Chomaz pour les grands moments d'intenses, dynamiques et fructueuses discussions que j'ai eues avec lui, ses remarques éclairantes, concernant les aspects théoriques développés dans cette thèse. À ce point, je dois aussi exprimer ma reconnaissance à Maria Colonna pour l'aide qu'elle m'a apportée dans l'étude BNV, faisant montre d'une grande gentillesse, de beaucoup de pédagogie et de disponibilité. Cela vaut de même pour Olga Schapiro qui m'a initié au modèle MMMC. J'exprime aussi ma gratitude à Dominique Durand pour sa collaboration efficace concernant les simulations SIMON, aussi bien que pour ses conseils et réflexions de grand intérêt concernant la dernière partie du présent travail.

Parmi les autres personnes avec lesquelles j'ai eu l'opportunité de travailler, je tiens à remercier en particulier Abdou Chbihi pour les conversations de fond que nous avons pu avoir, ainsi que Rémi Bougault, Francesca Gulminelli, Alfio Guarnera, Daniel Cussol et Jean-Marc Gautier.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude au personnel administratif du G.A.N.I.L., notamment Monique Bex, Annick Lengronne, Nicole Aubry, Christine Lemaître, pour leur gentillesse et leur soutien. De même au personnel technique, notamment "*Gars Patrice (Bourgault)*", "*Gars Georges (Frémont)*", "*Gars Charles (Spitaels)*", pour leurs précieux services. Et aux informaticiens que je n'ai eu de cesse de solliciter : Dominique Touchard, Bruno Piquet, Luc Legeard.

Je dois remercier ici ceux qui ont contribué à ce que l'année d'interruption de ma thèse pour le Service National soit d'un grand profit sur le plan de mes connaissances et de mon expérience dans le domaine de la "*structure nucléaire*" : José Uzureau, directeur du service P.T.N. du Centre d'Études de Bruyères-le-Châtel pour m'avoir accueilli dans son laboratoire en tant que scientifique du contingent, Thierry Éthvignot, Jean-Étienne Sauvestre et Pascale Delbourgo pour m'avoir intégré dans leur équipe dynamique et joyeuse.

Enfin, et évidemment, je n'oublierai point mes chers collègues thésards, passés ou présents. Particulièrement mes compagnons d'expédition : Nathalie Marie, mon premier compagnon de bordé, Olivier Tirel et Stéphanie Salou. Les anciens d'INDRA. Mes grands compagnons de bureau : Jean-Marc, Anne et Olivier. J'adresse tout spécialement une pensée chaleureuse à ces thésards dans la dernière ligne droite : le Grand Yann, Nathalie, Lionel, Olivier, Cristina, Stéphanie, Yves. Et à Odd Harald, reparti sur la Route des Cygnes...

À ma famille.

- SOMMAIRE -

- I - INTRODUCTION	1
- II - LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	7
1- INTRODUCTION.	9
2- L'ACCÉLÉRATION DES IONS LOURDS AU GANIL.	10
3- LE MULTIDÉTECTEUR INDRA.	13
3.a- Conception générale.	13
3.b- Géométrie du détecteur.	16
3.c- Les modules de détection d'INDRA.	19
Les chambres d'ionisation (ChIo).	19
Les détecteurs silicium.	21
Les détecteurs à scintillateur de iodure de césium.	22
Les détecteurs phoswich.	23
3.d- Les seuils d'identification d'INDRA.	25
4- L'ÉLECTRONIQUE D'INDRA.	26
5- LE SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT.	30
6- LE CONTRÔLE ET L'ACQUISITION.	32
6.a- Présentation générale du contrôle.	32
6.b- Commandes et contrôles.	32
6.c- Contrôles annexes.	35
6.d- L'acquisition.	35
6.e- Le contrôle en ligne.	35
- III - IDENTIFICATION ET ÉTALONNAGE	39
1- INTRODUCTION.	41
2- L'IDENTIFICATION.	41
2.a- Introduction.	41
2.b- Principe général d'identification.	42
Principe d'identification DE-E.	42
Principe d'identification avec un scintillateur.	43
2.c- Identification Si-CsI.	43
Matrices Si-CsI.	44
Recherche des lignes de crête.	46
Le lissage.	46

La différenciation.	49
Le seuillage.	51
Le chaînage.	51
La numérotation.	51
L'ajustement des lignes de Z par une fonctionnelle.	52
2.d- Identification dans les chambres d'ionisation, les phoswichs, identification des particules légères.	62
Identification avec les chambres d'ionisation.	62
Identification avec les phoswichs.	62
Identification des particules légères.	65
3- L'ÉTALONNAGE EN ÉNERGIE.	66
3.a- Introduction.	66
3.b- Diffusion élastique et quasi-élastique.	67
3.c- Méthode DE-E.	67
3.d- Méthode par comparaison de spectres sur une même couronne.	68
 - IV - SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES ET COMPARAISON AUX MODÈLES.	 71
 -A- SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES.	 75
1.- CONDITIONS EXPÉRIMENTALES.	77
2.- PRÉSENTATION DES RÉSULTATS GÉNÉRAUX.	77
2.a- Premiers bilans.	77
2.b- Critères de complétude.	80
3- SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES.	84
3.a- Introduction.	84
3.b- Sélection en angle de flot.	86
3.c- Degré d'équilibration dans les collisions centrales.	91
4- CARACTÉRISTIQUES DE LA SOURCE ÉQUILIBRÉE.	99
4.a- Taille et énergie d'excitation.	99
4.b- Caractéristiques de la chaîne de désexcitation.	106
5- EXTENSION DE LA SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES. ...	112
 - B - COMPARAISON AUX MODÈLES.	 115
1- PRÉDICTIONS DU CODE MMMC.	117
1.a- Introduction.	117
1.b- Systématique.	119
Constat de départ.	119
Taille et énergie d'excitation optimales.	121

1.c- Source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation.	124
Caractéristiques générales.	124
Tailles des 3 plus gros fragments.	125
Corrélation en tailles de fragments.	126
Distribution en charge.	127
Énergies cinétiques moyennes des fragments.	128
1.d- EFFET DU MOMENT ANGULAIRE.	129
1.e- ESTIMATION DE L'ÉNERGIE COLLECTIVE.	134
1.f- CONCLUSION.	135
2- PRÉDICTIONS DU CODE BNV.	136
2.a- Évolution générale du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV, $b = 0$ fm. ...	136
2.b- Mouvement collectif radial auto-similaire.	137
3- CONCLUSION.	137
- V - CORRÉLATIONS PARTICULES-FRAGMENTS.....	139
1- MOTIVATIONS.	141
2- MÉTHODE.	142
2.a- Nouvelle technique.	142
2.b- Illustration de la réponse attendue de la méthode à deux scénarios opposés d'émission de particules.	143
3- DESCRIPTION DE SIMON : UN GÉNÉRATEUR D'ÉVÉNEMENTS POUR DEUX TYPES DE MULTIFRAGMENTATION.	146
3.a- Multifragmentation "chaude".	146
3.b- Multifragmentation "froide" (retardée).	148
4- ÉMISSION SECONDAIRE ET FONCTION DE CORRÉLATION EN VITESSE RÉDUITE.	148
4.a- Bosse coulombienne, zone de déplétion et fond.	148
4.b- Mémoire de l'émission coulombienne.	152
4.c- Effet du mouvement collectif radial.	154
4.d- Influence de l'émission primaire.	155
5- DONNÉES EXPÉRIMENTALES : NOTIONS DE TEMPS D'ÉMISSION DE PARTICULES.	159
5.a- Vue générale.	159
5.b- Domaine en énergie des particules et temps d'émission.	162
5.c- Conclusion.	167
- VI - CONCLUSION	169
- ANNEXE 1 -	175

- ANNEXE 2 -	177
- ANNEXE 3 -	179
1- LE MODÈLE BNV.	179
a- L'équation de Landau-Vlasov.....	179
b- Méthode des particules test (BNV).	181
2- CALCULS.	182
a- Ingrédients.	182
b- Résultats du calcul $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 A.MeV, $b = 0$ fm.	182
- BIBLIOGRAPHIE -	185

- I -
INTRODUCTION

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires permettent de produire des systèmes nucléaires dans des états d'excitation variés (en spin, en énergie d'excitation, en compression). L'étude des modes de désintégration des "*noyaux chauds*" ainsi produits [SUR89] permet d'accéder aux propriétés de la matière nucléaire loin de son état d'équilibre.

Pour des noyaux chauds n'ayant pas atteint des conditions extrêmes, à basse énergie d'excitation (≤ 1 A.MeV), les processus principaux de désexcitation sont l'évaporation et la fission [STO84]. L'évaporation s'effectue principalement sous forme de particules (de charge $Z \leq 2$) [DUR93]. Cela est bien décrit par la théorie statistique standard (émissions séquentielles binaires à densité normale) [DUR93, HAU52, WEI37]. Dans cette approche faisant l'hypothèse d'un système isolé (cadre micro-canonique), seule la densité de niveaux accessibles dans l'état final gouverne la désexcitation. De plus, il y est fait l'hypothèse que les émissions successives sont suffisamment séparées dans le temps pour que le système retrouve l'équilibre statistique entre chaque émission. Néanmoins, une faible proportion des évaporations peut s'effectuer sous forme de fragments légers (lithium, béryllium) [SOB83]. Conjointement à la fission induite, ceci peut être interprété par une théorie statistique standard étendue à toutes les fragmentations binaires énergétiquement possibles, allant de l'évaporation à la fission [CHA88]. Cette dernière approche s'applique avec succès pour des énergies d'excitation restant faibles (< 3 A.MeV).

Dans les collisions d'ions lourds avec des énergies de bombardement proches ou au-delà de l'énergie de Fermi (≈ 30 A.MeV), l'énergie d'excitation déposée dans le système peut atteindre des valeurs extrêmes, et excéder l'énergie de liaison totale; un nouveau mécanisme de désintégration fait alors son apparition, devenant prédominant : la multifragmentation. De ce processus, il résulte au moins 3 fragments ($Z \geq 3$), émis dans un intervalle de temps très court (émission "*prompte*"). La grandeur déterminante dans l'apparition d'événements à 3 fragments est l'énergie d'excitation déposée dans le système [LOP93, LOU94], dont la valeur seuil est de 3 A.MeV [BIZ93]. D'autre part, il a été montré dans [LOP93, LOU94] que d'asymétrie (tailles de fragments très différentes) et lente (temps d'émission de l'ordre 500 fm/c) à 3 A.MeV d'énergie d'excitation, la fragmentation devient symétrique (fragments de masses voisines) et rapide (temps d'émission d'environ 50 fm/c) à 5 A.MeV d'énergie déposée. Vus les temps mis en jeu dans le processus à haute énergie d'excitation, on peut aisément estimer que les conditions requises aux modèles statistiques standards ne sont pas remplies. C'est la raison pour laquelle de nouvelles approches théoriques ont été proposées pour décrire la multifragmentation : statistiques ou dynamiques (pour une revue de ces approches, voir [MOR93]). L'intérêt certain pour le phénomène de la multifragmentation

réside essentiellement dans son lien étroit avec l'équation d'état de la matière nucléaire [SUR91]. En effet, la plupart des approches proposées rattachent ce processus de désintégration au passage du système dans un état de basse densité, consécutif à une phase d'expansion induite soit par la compression du système au début de la collision (selon les prédictions des modèles dynamiques [AIC91, BAU86, GRE87]), soit par la pression thermique (comme dans la référence [FRI90] avec le modèle statistique EES de la "*source émettrice en expansion*"). Néanmoins, ces modèles abordent différemment le rôle de l'expansion dans la désintégration de la source.

Dans les approches dynamiques, la multifragmentation est provoquée par le passage du système dans la région d'instabilité mécanique dite "*zone spinodale*" (à basse densité, prédite par l'équation d'état de la matière nucléaire) pendant un temps suffisamment long [CHO91, SUR89, SUR91]. Néanmoins, dans les approches de champ moyen, à un corps, il est nécessaire d'introduire des fluctuations ("*extension stochastique*") sur les observables pour décrire la production de fragments [BUR92, COL93, GUAR96, JAC96], de manière à amplifier les fluctuations de densité de matière dans la zone d'instabilité mécanique. Le système évolue alors vers une fragmentation, selon des configurations spécifiques aux modes instables.

Concernant les approches statistiques, nous en distinguons essentiellement deux. D'une part, le modèle EES [FRI90], décrivant la dynamique de l'expansion simultanément à la désexcitation du système, initialement à densité normale, excité et supposé équilibré, selon deux phases : une première d'émission de surface produisant essentiellement des particules légères ($Z \leq 2$), et une deuxième, d'émission de volume, initiée à basse densité, et produisant majoritairement des fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$). Ce traitement en cascade d'émissions binaires séquentielles est analogue aux modèles statistiques standards, si ce n'est que les énergies de séparation et les densités de niveaux sont modifiées par l'expansion ($\rho < \rho_0$). Une approche différente est utilisée dans les modèles de multifragmentation statistique de Berlin (MMC [GRO90]) et de Copenhague (SMM [BAR86, BON85]) dans lesquels la phase d'expansion, non explicitement traitée, amène a priori le système dans un état de basse densité appelé "*configuration de freeze-out*", dans lequel la cohésion nucléaire (interaction forte) du système devient négligeable par rapport à la répulsion coulombienne. Il est supposé qu'à ce stade le système a atteint l'équilibre thermodynamique, et qu'alors, la partition de fragmentation en N fragments est déterminée, dans l'espace des phases disponible, compte tenu de l'énergie cinétique des fragments, de leurs positions respectives dans la configuration de freeze-out et de leur énergie d'excitation intrinsèque. Ici, la fragmentation est multiple et simultanée (à un instant donné).

Au contraire de ces modèles associant la production de fragments à l'expansion, la "*dynamique moléculaire quantique*" (QMD [AIC91]) fait intervenir la fragmentation plus tôt, en phase de compression, lorsque le système est à haute densité, aux premiers instants de la collision. Ici, le processus n'est pas thermique : les conditions d'équilibre thermodynamique ne sont pas remplies.

Dans le présent travail, nous nous attacherons particulièrement à étudier les mécanismes d'émission des particules légères associées au processus de multifragmentation. En effet, à la suite des descriptions théoriques précédemment citées décrivant la multifragmentation à basse densité, nous pouvons estimer qu'une partie non négligeable de matière et d'énergie d'excitation est évacuée sous forme de particules légères pendant la phase d'expansion, avant que n'intervienne la multifragmentation, dans le cas où cette dernière est effectivement initiée à basse densité.

D'un point de vue expérimental, si l'on veut étudier un mécanisme aussi complexe, il est nécessaire de pouvoir caractériser correctement le système multifragmentant : sa taille, son énergie d'excitation, son degré de thermalisation, ainsi que les caractéristiques des fragments en résultant. Pour ce faire, il est impératif d'obtenir la meilleure détection possible des produits de la réaction. Cela nécessite de disposer d'un multidétecteur permettant d'isoler au mieux les collisions d'intérêt et de mesurer précisément les propriétés des systèmes formés. C'est ce qui a motivé la conception d'une première génération de multidétecteurs 4π : ALADIN [LYN89], AMPHORA [DRA89], FOPI [GOB93], MINIBALL [SOU90], NAUTILUS (DELTA [BOU87], MUR [BIZ88], TONNEAU [PEG90], XYZT [RUD91]), entre autres. Ils ont permis de mettre en évidence la production de fragments multiples induite par collisions d'ions lourds [HIR94]. Néanmoins, ces ensembles de détection pâtiennent en général de certaines limitations qui ne permettent pas d'accéder à toutes les informations nécessaires à la compréhension du phénomène. C'est pour permettre une avancée qualitative qu'a été décidée la réalisation du multidétecteur INDRA, en exigeant une grande efficacité géométrique, une identification précise des particules légères et des fragments, une fine granularité, et de faibles seuils énergétiques. La description de ce multidétecteur sera l'objet du chapitre II : une description d'abord générale, puis présentant les caractéristiques et les performances des détecteurs, ainsi que l'électronique associée, l'acquisition des données et le contrôle en ligne. Le chapitre III, quant à lui, présentera les méthodes d'identification et d'étalonnage en énergie appliquées à INDRA. Nous porterons à cette occasion une attention particulière sur la méthode d'identification des matrices Si-CsI que nous avons développée et appliquée sur les données de la première campagne d'expériences INDRA, réalisée en 1993.

Nous avons choisi d'étudier les collisions Xe + Sn à 50 A.MeV d'énergie de bombardement effectuées lors de cette campagne, car c'était le plus gros système à la plus

grande énergie dans le centre de masse disponible au GANIL. En effet, pour qu'un système nucléaire multifragmente, il faut y déposer beaucoup d'énergie. De plus, pour nous rapprocher au mieux des conditions de la matière nucléaire (infinie) nous avons préféré un système de grande taille.

Ensuite, de manière à maximiser la taille, le degré de thermalisation et la compression du système composite, nous devons ne retenir que les collisions centrales, les plus violentes. Puis il a fallu isoler la source d'émission en vérifiant dans quelle mesure un certain degré de thermalisation a été atteint. Ce point détermine profondément la nature des informations que l'on peut extraire à partir de l'étude de la désintégration. Il sera l'objet de la première partie du chapitre IV (A). Nous y présenterons en premier lieu le tri que nous avons effectué sur les événements pour ne retenir que ceux où il y a eu une détection quasi-complète des produits de réaction, ce qui est une étape importante pour reconstruire proprement la source primaire. Dans un deuxième temps, nous y exposerons la méthode de classement des événements en angle de flot, qui nous a permis d'isoler les collisions les plus centrales. Nous verrons que nous avons ainsi obtenu des événements de haute multiplicité de fragments et de particules. À partir de l'étude des caractéristiques des fragments et des particules, nous mettrons en évidence la formation d'une source massive ($Z = 90$) d'énergie d'excitation élevée (12,5 A.MeV), dont les propriétés d'isotropie nous laissent penser qu'un haut degré d'équilibration a été atteint.

Cela nous permettra de comparer la désintégration de cette source aux modèles MMMC et BNV (modèle de transport), dans la deuxième partie du chapitre IV (B). Plus particulièrement, dans le cadre du modèle MMMC, nous constaterons que nous obtenons une bonne reproduction des partitions expérimentales de fragments, néanmoins avec une énergie d'excitation (6 A.MeV) et une taille ($Z = 79$) de source plus faibles que celles déterminées pour la source expérimentale. D'autre part, pour expliquer les énergies cinétiques moyennes des fragments, nous serons obligés d'invoquer une énergie collective, associée non pas à un mouvement de rotation (moment angulaire), comme nous le montrerons, mais à un mouvement d'expansion collective. Cela nous amènera à considérer qu'avant de multifragmenter, le système perd de l'énergie d'excitation et de la masse, essentiellement sous forme de particules légères.

C'est la raison pour laquelle nous entreprendrons, dans le chapitre V, une étude des corrélations en vitesse entre les fragments et les particules provenant de la source, de manière à mettre en évidence les mécanismes d'émission des particules issues d'une source de multifragmentation.

- II -
LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1- INTRODUCTION.

L'étude des collisions nucléaires autour de l'énergie de Fermi engagée au début des années 80 a fait découvrir de nouveaux modes de désintégration des noyaux composés dit "chauds", comme la multifragmentation. Néanmoins, les mécanismes associés restent encore en grande partie inexpliqués, de par la limitation des appareillages expérimentaux employés. En effet, contrairement aux processus de fission et d'évaporation accompagnant les collisions à basse énergie ($E \leq 10$ MeV/A), ces nouveaux modes se caractérisent par de grandes multiplicités et diversités de fragments émis, dont la détection nécessite un équipement expérimental de grande couverture spatiale (proche de 4π), de grande granularité, ainsi qu'une bonne identification sur une large gamme de charge et d'énergie de fragment.

Ce constat a entraîné la construction d'une première génération de détecteurs dits " 4π ", afin de répondre à ces exigences. Néanmoins, leur qualité de détection reste limitée par incomplétude en charge et en énergie de l'identification. C'est dans ce contexte qu'a été motivée la construction d'INDRA, multidétecteur 4π de particules chargées, dont les capacités de détection sont nettement supérieures à celles de ses prédécesseurs.

Issu d'une collaboration entre quatre laboratoires (DAPNIA-Saclay, GANIL-Caen, IPN-Orsay, LPC-Caen), en vue d'être exploité au GANIL, il a effectué sa première campagne d'expériences au printemps 1993, après 4 ans de construction.

Le propos de ce chapitre est, outre de présenter l'ensemble d'accélération du GANIL, de donner une description de la structure et du fonctionnement d'INDRA.

2- L'ACCÉLÉRATION DES IONS LOURDS AU GANIL.

Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds de Caen accélère une large gamme d'ions, du carbone à l'uranium, avec des vitesses pouvant approcher un tiers de la vitesse de la lumière. En effet, l'énergie d'accélération maximale est de 95 MeV/A pour les ions légers ($A \leq 40$), et de 25 MeV/A pour les plus lourds (jusqu'à l'uranium). L'intensité délivrée par ces faisceaux va de quelques 10^{12} particules par seconde pour les ions les plus légers à quelques 10^9 particules par seconde pour les plus lourds.

L'ensemble accélérateur du GANIL (cf. figure II.1) se compose principalement d'un étage d'injection source et de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS).

GANIL accélérateur et aires expérimentales

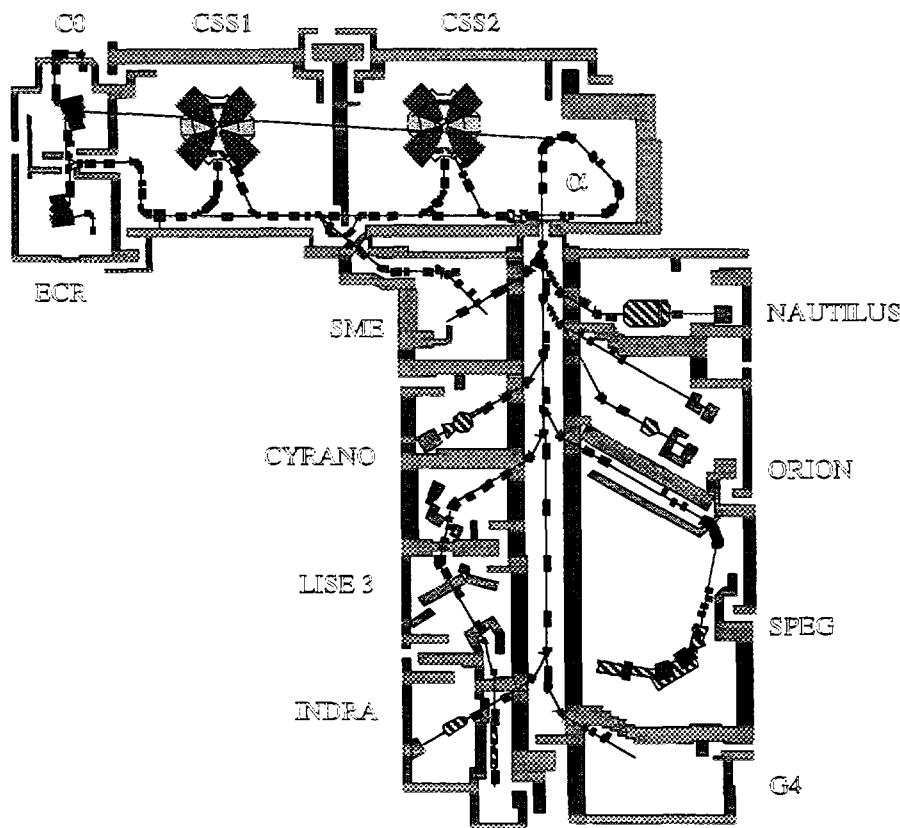


Figure II.1 : schéma du G.A.N.I.L. sur lequel sont représentés les injecteurs C01 et C02, les cyclotrons CSS1 et CSS2, les dispositifs expérimentaux installés au G.A.N.I.L. (INDRA, LISE, SPEG, ORION, et NAUTILUS), ainsi que la sortie moyenne énergie (S.M.E.).

La production d'ions est la première étape de l'élaboration du faisceau G.A.N.I.L. À la base, une source RCE (pour Résonance Cyclotronique des Électrons) génère des ions faiblement chargés, à partir d'éléments à l'état gazeux ou solide. Cette matière y est transformée en plasma confiné par un miroir magnétique, et mis en résonance avec une onde électromagnétique (perpendiculaire au champ magnétique du miroir) à la fréquence cyclotronique des électrons, à savoir $\nu_c = \frac{eB}{m}$ où e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron, et B le champ magnétique au sein du miroir. De cette manière, les collisions entre ions et électrons du plasma excité deviennent suffisamment nombreuses pour en augmenter l'ionisation. Les ions du plasma ainsi multichargés sont alors extraits axialement en continu en appliquant une différence de potentiel entre la source et le reste de l'installation. Il est à remarquer que les nouvelles sources délivrent des ions avec des états de charge beaucoup plus grands que les sources classiques (de 8+ à 13+ au lieu de 1+ à 2+). Ceci est essentiel pour atteindre des énergies d'accélération élevées. En effet, l'énergie des ions accélérés est proportionnelle au carré de leur état charge divisé par leur masse, d'où la nécessité d'injecter les ions avec un état de charge aussi grand que possible.

Les ions issus de la source RCE sont pré-accélérés dans un petit cyclotron injecteur circulaire (CO1 ou CO2), jusqu'à la vitesse requise pour pouvoir être injectés au centre du premier cyclotron (CSS1).

Dans ce premier cyclotron, les ions subissent de nombreuses accélérations, en traversant le même champ électrique des électrodes, tout en étant guidés sur des trajectoires circulaires par le champ magnétique des électroaimants. À chaque accélération, les ions se placent sur une orbite de rayon plus grand, tout en restant en phase avec le champ électrique. Ainsi, toutes les particules arrivent en même temps à la prochaine électrode accélératrice.

À la sortie du cyclotron, l'énergie de l'ion sera proportionnelle au carré du rayon maximum atteint, d'où l'intérêt de disposer d'un cyclotron le plus grand possible. Au G.A.N.I.L., le gain en énergie est de 16 (le rapport des rayons de sortie et d'entrée étant de 4). Le principal avantage des cyclotrons à secteur séparés par rapport aux cyclotrons compacts réside dans le fait qu'ils peuvent atteindre de grandes dimensions sans représenter un poids déraisonnable. En effet, ils sont constitués de quatre secteurs magnétiques séparés par des électrodes accélératrices de grande taille (cf. figure II.1) permettant d'accélérer les ions 4 fois par tour avec un champ beaucoup plus fort, donc de réduire le nombre de tours à effectuer par les particules dans le cyclotron, et, par là même, d'améliorer la qualité des faisceaux. Il est aussi à noter que l'espace laissé libre entre les secteurs permet de disposer d'équipements de contrôle et d'amélioration des caractéristiques énergétiques et optiques du faisceau.

Après extraction du CSS1, les ions n'ont pas encore une énergie suffisante, car leur ionisation à la sortie de la source limite leur accélération. Il faut donc encore leur arracher des électrons, par le phénomène "d'épluchage" ("stripping" en anglais). Dans cette opération, les ions traversent à la sortie du CSS1 une mince feuille de carbone, d'aluminium ou de béryllium ($\approx 25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Des échanges d'électrons ont lieu entre ions accélérés et atomes cibles. Le bilan global est que les ions projectiles perdent des électrons, leur conférant ainsi un état de charge 2,5 plus grand en moyenne. Il faut remarquer ici que l'épluchage n'est efficace que si la vitesse des ions est supérieure ou comparable à celle des électrons atomiques de la cible, ce qui a motivé la première accélération par le CSS1.

Une nouvelle accélération est alors appliquée, avec le deuxième cyclotron CSS (CSS2), de mêmes caractéristiques que CSS1. Néanmoins, il demeure que la fréquence des paquets d'ions entrant dans CSS2 doit être compatible avec sa fréquence propre. En effet, la fréquence de cyclotron est proportionnelle à la charge de l'ion, et cette charge a été multipliée par 2,5 lors de la phase d'épluchage, ce qui implique que la fréquence du CSS2 est 2,5 fois celle du CSS1. Pour résoudre ce problème, les deux fréquences doivent être harmoniques l'une de l'autre, ce qui est assuré en les calant elles-mêmes comme harmoniques d'une fréquence de référence : la fréquence HF. On impose : $h_1 V_{\text{CSS1}} = h_2 V_{\text{CSS2}} = V_{\text{HF}}$, avec h_1 et h_2 entiers. D'où $h_1 = 2,5 h_2$, soit $h_1=5$ et $h_2=2$. Ainsi, le CSS2 fonctionne en deuxième harmonique de la fréquence HF. Il est à noter que le cyclotron est réglé pour un état de charge fixé, alors que l'épluchage conduit à une distribution d'états de charge. Ceci entraîne une perte d'intensité qui peut atteindre 90% ($\approx 50\%$ pour le Xe).

À l'issue du CSS2, les ions ont atteint l'énergie requise. Mais il reste à les sélectionner plus précisément en impulsion. Pour ce faire, une fois le faisceau proprement aligné, il est analysé dans un spectromètre à haute résolution, en "alpha", par réglage de la rigidité magnétique $B\rho$: $B\rho = \frac{Av}{Q}$ où v , A et Q sont respectivement la vitesse, la masse et la charge de l'ion. Ainsi, l'énergie du faisceau est fixée à environ 0,5% près (cette acceptation, réglable, dépend de l'ouverture des fentes du spectromètre et de la précision du réglage $B\rho$, de l'ordre de 10^{-5} en relatif).

Pour réaliser une diminution de l'énergie du faisceau en sortie sans intervenir sur les réglages du spectromètre, on interpose souvent une cible épaisse entre le CSS2 et le spectromètre alpha. En traversant cette cible, le faisceau se trouve ralenti, sa nouvelle énergie étant déterminée par le réglage du spectromètre en ajustant l'épaisseur de la cible. Néanmoins, outre que l'état de charge de l'ion change, les dispersions angulaires et en énergie induites dans cette cible de ralentissement entraînent une perte d'intensité à la sortie du spectromètre.

Désormais finement sélectionné en énergie, et toujours soigneusement aligné, le faisceau est transporté jusqu'à l'une des salles d'expérience.

3- LE MULTIDÉTECTEUR INDRA.

3.a- Conception générale.

Une présentation détaillée du détecteur peut être trouvée dans la référence [POU94]. Nous rappelons ici les idées qui sont à la genèse du projet, ainsi que les caractéristiques globales du détecteur.

INDRA, pour "Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrues" est un ensemble multidétecteur de détection de fragments et de particules légères chargés, de grande résolution, et possédant une couverture angulaire très proche de 4π stéradians.

Ses caractéristiques principales en font à l'heure actuelle le détecteur le mieux adapté à l'étude des noyaux chauds : une grande couverture spatiale (90% de 4π), une granularité importante, un large domaine d'identification en charge et en masse avec des seuils de détection très faibles.

La granularité optimale a été déterminée sur la base de la limitation en taux de détections multiples (détection de deux particules issues du même événement physique dans le même module de détection), qui a été fixée à 5%. Ce taux dépend principalement de $\Omega M/N_d$ (Ω : taux de couverture angulaire, M : multiplicité moyenne de particules dans l'événement, N_d : nombre de détecteurs) [HAG75, VAN78, WES77]. Plus précisément, 5% de probabilité de détection de multiple amène à avoir $M/N_d = 8$. Il aurait été évidemment tentant d'augmenter à loisir le nombre de détecteurs pour diminuer ce taux de détections multiples. Néanmoins, ceci aurait conjointement l'inconvénient d'augmenter, outre les coûts financier et technique, le nombre de parois entre les cellules de détection qui constituent autant de zones mortes, diminuant ainsi la couverture spatiale Ω . Il a donc fallu trouver un bon compromis.

À la lumière de simulations des réactions accessibles au GANIL (avec des projectiles allant du carbone à l'uranium, de 5 à 95 MeV selon leur nature), il est apparu nécessaire de pouvoir détecter pour chaque événement jusqu'à 40 particules légères chargées et 10

fragments. La condition $M/N_d = 8$ conduit donc à un nombre de détecteurs de 320 environ pour les particules légères, et de l'ordre de 80 pour les fragments. Cela a ainsi déterminé la structure générale d'INDRA : un premier étage de 96 chambres d'ionisation pour l'identification des lourds et un deuxième étage constitué de 324 modules Si-CsI identifiant les particules légères.

La répartition spatiale des détecteurs est très contrainte par l'inhomogénéité de répartition en angle et en énergie des particules émises lors de collisions de projectiles sur cible fixe. Une autre contrainte de taille est associée à la grande gamme d'énergie des particules issues des réactions aux énergies intermédiaires, une gamme qui s'étend de 1 MeV à 4 GeV et qu'il est indispensable de couvrir.

Le choix des chambres d'ionisation pour le premier étage de détection a été motivé par le fait qu'elles permettent d'obtenir des seuils de détection très bas, de l'ordre de 1 MeV/A, pour les ions lents, au moins jusqu'à $Z=30$, avec une résolution en énergie équivalente à celle assurée par les semi-conducteurs. Un autre avantage des chambres d'ionisation tient en ce que l'on peut en modifier l'épaisseur effective en jouant sur la pression du gaz, et en ce qu'elles peuvent se conformer à des géométries très diverses. Néanmoins, il reste qu'il est délicat de les conformer à la précision dimensionnelle imposée par la géométrie d'un détecteur 4π .

Entre 3° et 45° du faisceau, la configuration des particules émises est particulièrement contraignante. En effet, il faut pouvoir détecter à la fois les particules légères et les fragments énergétiques provenant des projectiles ainsi que les particules lentes issues de la désexcitation des noyaux cibles. Des particules rapides, les détecteurs gazeux ne tirent que peu de signal. Cela rend nécessaire de disposer entre 3° et 45° d'un deuxième étage de détection composé de détecteurs semi-conducteurs de silicium de $300\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Enfin, l'adjonction d'un troisième étage constitué d'un scintillateur cristal de CsI dopé au thallium couplé à un photomultiplicateur permet l'arrêt des particules les plus énergétiques. Ces détecteurs présentent de plus l'avantage de fournir une bonne résolution en énergie et de permettre la séparation isotopique des particules légères. Néanmoins, il faut noter que leur étalonnage est complexe, car l'impulsion lumineuse émise au passage d'une particule dépend de la nature de cette dernière (charge et masse) pour une même énergie initiale. Ces trois étages chambre d'ionisation-silicium-CsI constitués en modules sont présentés sur la figure II.2.

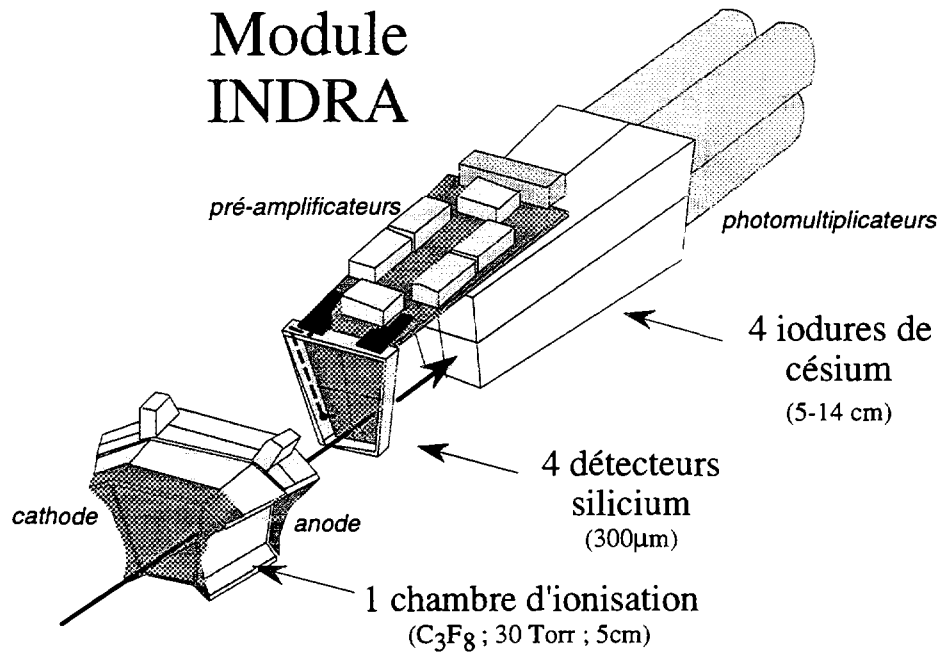


Figure II.2 : exemple d'un module de détection d'INDRA où figure la disposition des différents type de détecteurs : chambre d'ionisation, silicium, CsI.

Aux angles arrières, entre 45° et 176° , on attend beaucoup moins de fragments lourds rapides. Il n'est donc pas nécessaire, ici, d'atteindre la haute résolution en charge fournie par les détecteurs silicium. Pour ces angles, les modules ne sont constitués que de deux étages, chambre d'ionisation et scintillateur CsI.

Du fait que les chambres d'ionisation ne servent qu'à la détection des fragments lourds, leur nombre est restreints (96), ce qui a impliqué de les associer à 2, 3, ou 4 détecteurs Si ou CsI.

Enfin, l'anisotropie d'émission est particulièrement sensible aux petits angles, où la diffusion élastique est prépondérante, c'est-à-dire entre 2° et 3° du faisceau. Il faut pouvoir supporter dans ce domaine angulaire de forts taux de comptage, que seuls des détecteurs à réponse rapide permettent. Ceci a conduit à adopter 12 détecteurs à scintillation de type "phoswich" prolongés d'un photomultiplicateur. Ils sont constitués d'un détecteur plastique très rapide (NE102, de 500 μ m d'épaisseur) collé à un autre scintillateur plastique, plus lent (NE115, de 25 cm d'épaisseur).

3.b- Géométrie du détecteur.

Sur un plan général, INDRA a été conçu en symétrie cylindrique, avec l'axe du faisceau comme axe de révolution. En effet, la distribution azimutale des particules émises lors des réactions est uniforme. Mais il existe une asymétrie avant-arrière des émissions dans les collisions sur cible fixe; cette asymétrie sera d'ailleurs d'autant plus forte que la vitesse du centre de masse sera grande, ce que l'on rencontre avec les réactions en cinématique inverse (c'est-à-dire quand la masse du noyau projectile est supérieure à celle du noyau cible). Par ailleurs, en donnant la possibilité d'éloigner de la cible les détecteurs situés aux petits angles, cette symétrie cylindrique à l'avantage de permettre d'accroître la taille et la surface active de ces détecteurs, et ce sans diminuer l'efficacité géométrique.

Toutes les considérations que nous venons de développer ont dicté la structure géométrique d'INDRA, telle qu'elle se présente sur la figure II.3, et dont la description détaillée est donnée dans le tableau II.1. Elle consiste en 17 couronnes entourant l'axe du faisceau, chacune étant constituée de 8, 12, 16 ou 24 modules de détection, selon le domaine angulaire concerné. Comme nous l'avons déjà évoqué, les modules constituant INDRA se répartissent sur trois zones angulaires distinctes :

* $2^\circ < \theta < 3^\circ$ avec la couronne 1 et ses 12 détecteurs "phoswich".

* $3^\circ < \theta < 45^\circ$ avec les couronnes 2 à 9 et leurs 3 étages de détection (ChIo-Si 300 μm -CsI), comme le présente la figure II.4.

* $45^\circ < \theta < 176^\circ$ avec les couronnes 10 à 17, du même type que les précédentes, mais sans les Si 300 μm ; ces couronnes ont la spécificité de posséder chacune une cellule d'étalonnage, constituée d'un télescope formé d'un détecteur silicium de 80 μm d'épaisseur et d'un détecteur silicium-lithium de 2 mm d'épaisseur.

Ainsi, l'ensemble d'INDRA est composé de 628 détecteurs :

- 12 détecteurs phoswich NE102-NE115,
- 96 chambres d'ionisation,
- 180 détecteurs silicium de 300 μm ,
- 324 détecteurs CsI,
- 8 détecteurs silicium 80 μm ,
- 8 détecteurs silicium-lithium 2 mm.

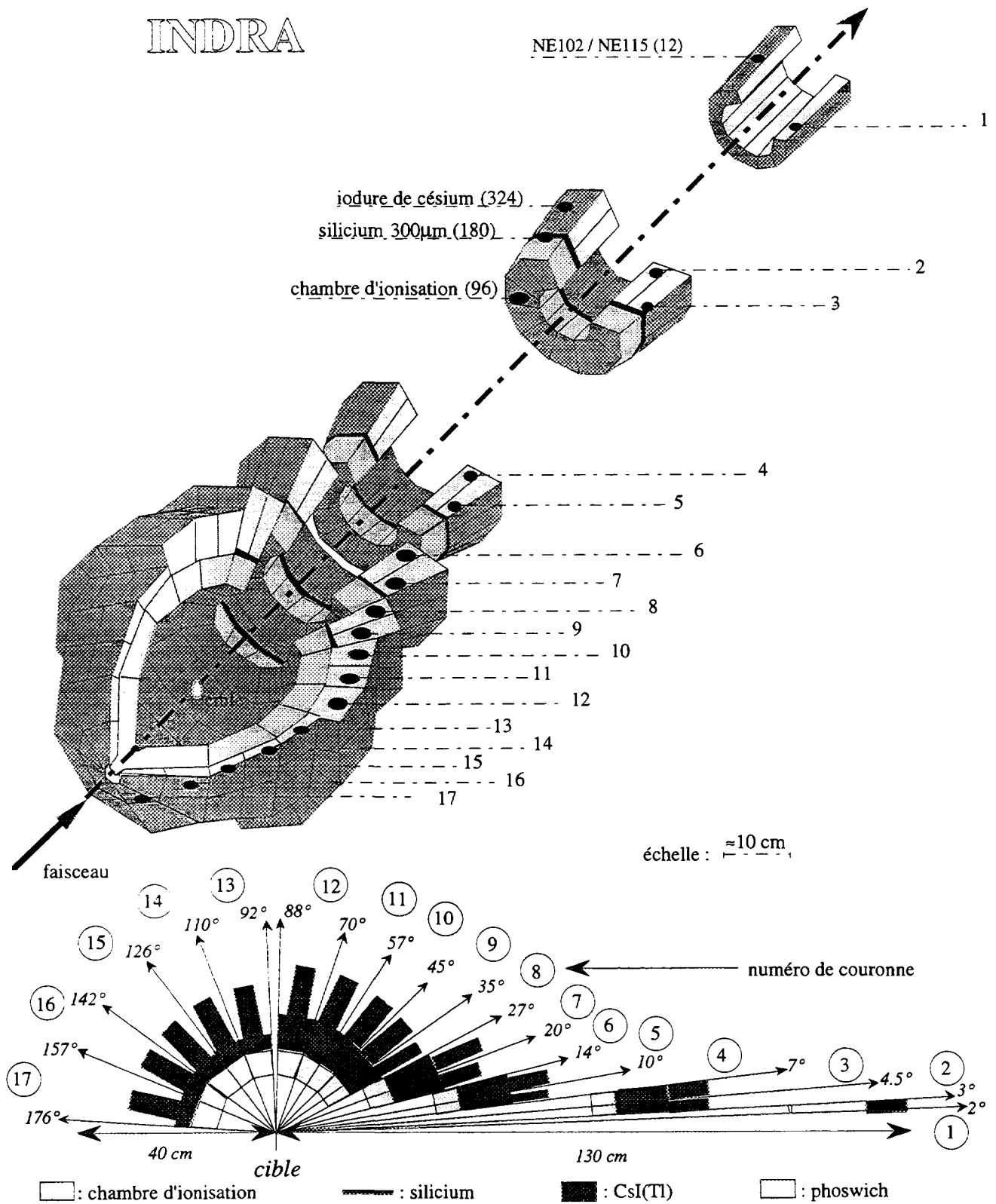


Figure II.3 : vue générale et coupe géométrique (selon l'axe de révolution, correspondant à celui du faisceau) du multidétecteur INDRA.

N° de cour.	θ (°)	phoswich NE102-NE115						
		N	$\Delta\Phi$ (°)	e NE102 [mm]	e NE115 [mm]	d [cm]	$\Delta\Omega$ [msr]	$\Omega_{\text{tot.}}$ (% 4π)
1	2 à 3	12	30	0,5	250	130	0,37	0,04%

N° de cour.	θ (°)	CsI				Si	Chambre d'ionisation				
		N	$\Delta\Phi$ (°)	e [mm]	$\Delta\Omega$ [msr]	e [μm]	$\Delta\Phi$ (°)	N	n CsI	d [cm]	$\Delta\Omega$ [msr]
2	3 à 4,5	12	30	138	0,74	300	30	12	3	65,4	2,9
3	4,5 à 7	24	15	138	1,01	300					
4	7 à 10	24	15	138	1,70	300	30	12	4	38,4	10,3
5	10 à 14	24	15	138	3,21	300					
6	14 à 20	24	15	97	7,01	300	30	12	4	25	37,7
7	20 à 27	24	15	97	11,2	300					
8	27 à 35	24	15	90	15,8	300	30	12	4	12	86,0
9	35 à 45	24	15	90	26,4	300					
10	45 à 57	24	15	76	39,6	aucun	30	12	4	12	183
11	57 à 70	24	15	76	50,3	aucun					
12	70 à 88	24	15	48	81,0	aucun	30	12	2	12	155
13	92 à 110	24	15	60	82,3	aucun	45	8	3	12	240
14	110 à 126	16	22,5	50	93,5	aucun	45	8	4	12	338
15	126 à 142	16	22,5	50	73,1	aucun					
16	142 à 157	8	45	50	91,2	aucun	45	8	2	12	144
17	157 à 176	8	45	50	50,9	aucun					
$\Omega_{\text{tot.}}$ (% 4π)		91,39%				12,90%	91,34%				

N : nombre de détecteurs par couronne.

e : épaisseur du détecteur.

$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur.

n : nombre de CsI derrière une chambre d'ionisation.

d : distance du détecteur à la cible.

θ : angle polaire.

Φ : angle azimutal.

Tableau II.1 : description et caractéristiques géométriques des détecteurs d'INDRA.

La structure mécanique d'INDRA sépare le multidétecteur en 6 parties installées sur rails, que l'on peut ainsi aisément dissocier les unes des autres, facilitant l'accès à chacun des détecteurs. Lors du fonctionnement, l'ensemble est placé dans une chambre à vide, où des accès réservés à la connectique et au sas d'entrée du porte-cible ont été aménagés.

3.c- Les modules de détection d'INDRA.

Les chambres d'ionisation (ChIo).

Elles sont constituées en un ensemble de cellules indépendantes avec une efficacité géométrique proche de 1, ce qui en fait un élément hors du commun et à la conception délicate. Pour ce faire, il a été choisi d'adopter l'emploi de chambres d'ionisation à champ radial longitudinal, dont les deux fenêtres, cathode et anode, sont composées d'une feuille de mylar aluminisée de 2,5 μm d'épaisseur, et sont séparées par 5 cm de gaz C_3F_8 . Ces chambres sont regroupées en 2 types de structures différentes :

- entre 3° et 27° (couronnes 2 à 7, cf. figure II.4), il y a trois couronnes indépendantes de 12 cellules à gaz constituant chacune une chambre d'ionisation, et dans lesquelles s'écoulent le même flot de gaz. Chaque couronne ChIo recouvre 2 couronnes Si-CsI. Ces chambres sont séparées les unes des autres par des parois moulées d'époxy et de fibre de verre, de 1 mm d'épaisseur. Elles possèdent leur propre chaîne de détection. En effet, bien que la cathode soit commune à toutes les ChIos de la couronne, chacune possède sa propre anode, composée d'un film d'aluminium déposé par évaporation, ainsi que son propre préamplificateur, situé à quelques centimètres de l'anode.

- à partir de 27° , les ChIos sont rassemblées en deux structures mécaniques hémisphériques (cf. figure II.5). La première structure couvre les angles entre 27° et 88° (couronnes 8 à 12), et contient 36 cellules séparées. La seconde couvre les angles de 92° à 176° et se compose de 24 cellules. Comme précédemment, l'ensemble est alimenté par la même circulation de gaz, et possède la même cathode, tout en disposant d'anodes indépendantes pour chaque cellule de détection. De même, chaque cellule possède son propre préamplificateur, mais qui est cette fois relié à l'anode de la face d'entrée par un circuit électronique multicouches intégré dans le bâti mécanique.

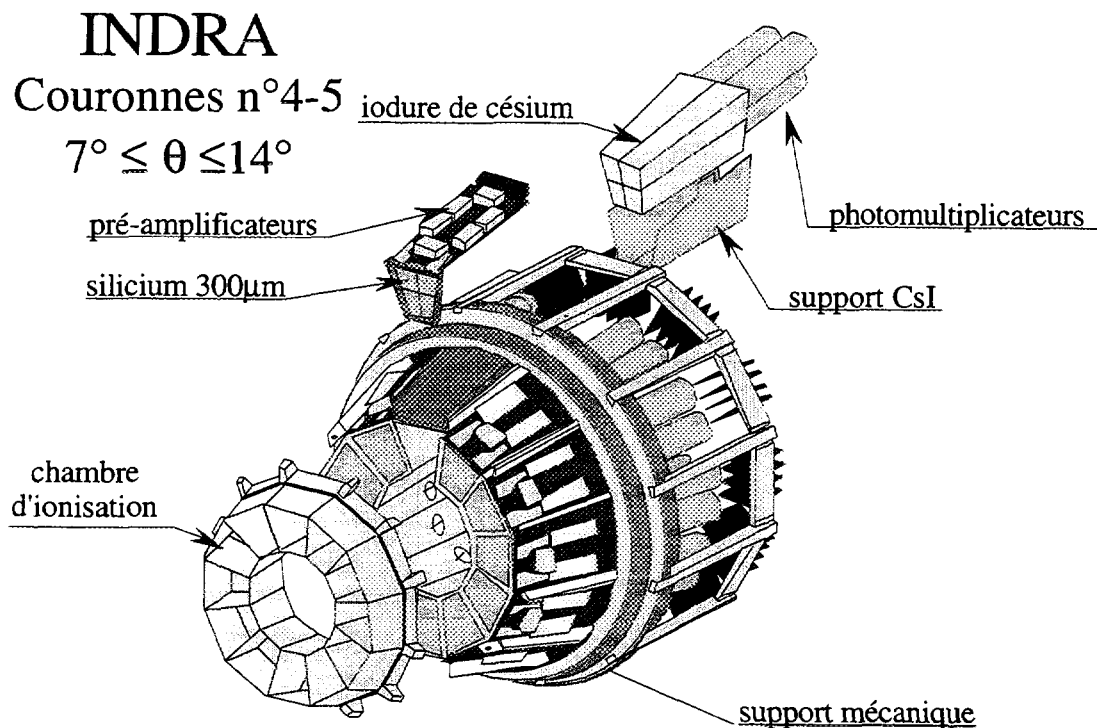


Figure II.4 : représentation des couronnes 4-5 et de leurs 48 modules de détection.

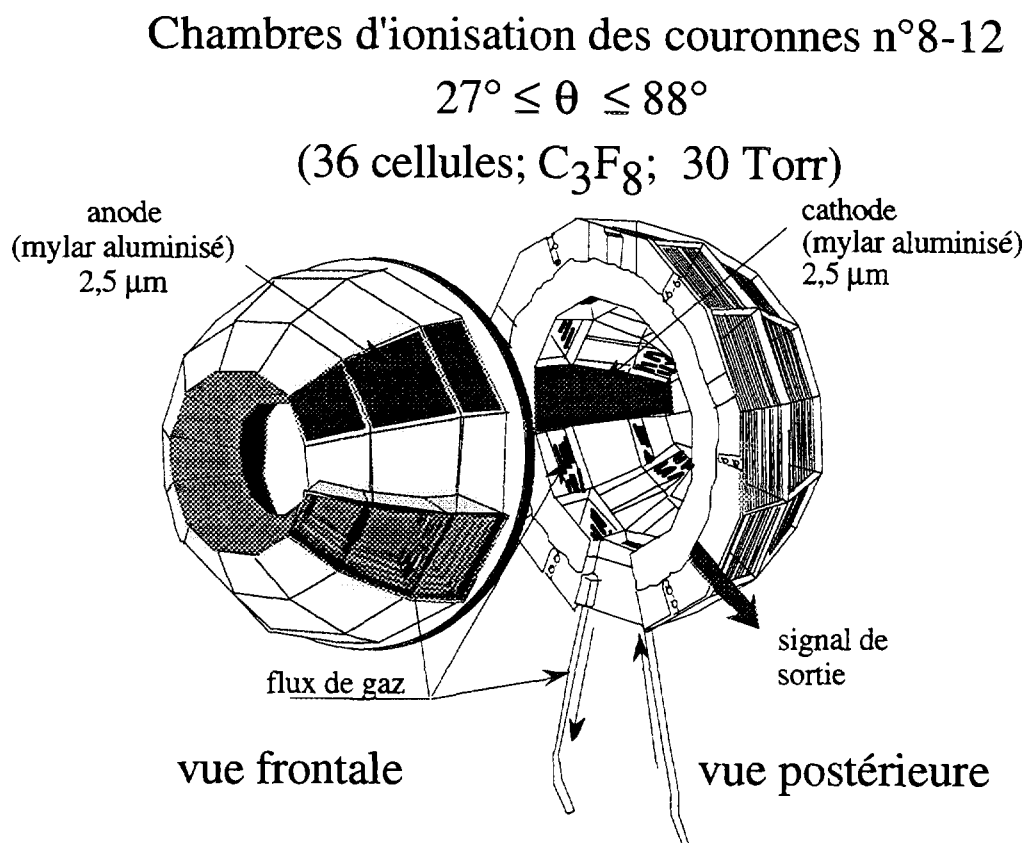


Figure II.5 : représentations frontale et postérieure des chambres d'ionisation des couronnes 8 à 12 d'INDRA.

Le gaz C_3F_8 a été choisi pour ses propriétés intéressantes : il n'est pas toxique, c'est un gaz inerte, et de grande masse molaire, donc de grand pouvoir d'arrêt. Ceci permet d'utiliser le gaz à faible pression (50 mb pour les ChIos situées entre 3° et 27° , 30 mb pour les autres) pour éviter le décollement des feuilles de mylar des arêtes de la structure lorsque le détecteur est sous vide, tout en assurant une perte d'énergie mesurable.

Une forte source de bruit est apportée au niveau de ce premier étage de détection par le grand nombre d'électrons émis lors des collisions entre ions et atomes de la cible. Il est donc indispensable de rejeter ces électrons. L'emploi d'aimants ou de feuilles d'aluminium a l'inconvénient d'augmenter beaucoup trop les seuils de détection, ou de remettre en cause la couverture 4π du détecteur. La solution adoptée a consisté à porter la canne du porte-cible à très haute tension positive, jusqu'à 45 kV, tension suffisante pour piéger la majorité des électrons émis, dans le domaine d'énergie du G.A.N.I.L.

Les détecteurs silicium.

Comme cela a déjà été mentionné, c'est aux angles avant, entre 3° et 45° , que sont attendus la majorité des fragments les plus lourds. Ceci impose pour les couronnes concernées de grandes capacités de détection et d'identification en charge, ainsi qu'une bonne résolution en énergie.

Pour ce faire, il a fallu faire appel à des détecteurs silicium de 300 μm d'épaisseur placés entre les chambres d'ionisation et les CsI.

Comme nous l'avons vu dans "la Conception Générale" d'INDRA, les multiplicités de particules légères auxquelles les Si sont confrontés imposent une granularité de silicium plus grande que celles des ChIos. Néanmoins, de manière à ce que cette augmentation du nombre de détecteurs n'induisse pas de perte d'efficacité géométrique, la technologie PLANAR a été choisie pour concevoir des détecteurs silicium groupés en plaques [COP90]. En effet, ce procédé simple et très précis permet de constituer plusieurs détecteurs indépendants et d'épaisseur homogène sur une même plaque de silicium. Dans notre cas, chaque plaque silicium occupe la même surface que la ChIo qui se trouve en regard.

Ainsi, les zones mortes se trouvent considérablement réduites. Chaque plaque de silicium est divisée en 3 ou 4 composants de détection, comme on peut le voir sur la figure II.2. La seule zone morte notable, néanmoins faible, est induite par l'encadrement moulé en époxy et les 0,7 mm de zone inactive des plaques Si, ce qui ramène l'efficacité géométrique

de ces détecteurs à 94%. Il reste à préciser, que le préamplificateur de chaque détecteur Si est installé à quelques centimètres en retrait (cf. figure II.2), ce qui permet de réduire considérablement la sensibilité au bruit extérieur de la chaîne électronique.

Chaque jonction Si est polarisée à près de 100 V, de manière à obtenir une surpolarisation de 30% à 80% par rapport à la tension nécessaire à la déplétion complète, ceci pour des performances optimales. Un aspect original de ces jonctions est qu'elles sont montées à l'inverse de ce qui se fait habituellement. En effet, la masse est appliquée sur la face en vis-à-vis des anodes des chambres d'ionisation. Ceci permet de minimiser la diaphonie par effet capacitif avec la chambre d'ionisation.

S'il faut noter que l'étalonnage de ces Si est de très bonne qualité de par la haute linéarité de la réponse de leur électronique sur une très large dynamique, il reste que les défauts de collection de charges, particulièrement sensibles pour les fragments les plus lourds, doivent être pris en compte, en appliquant des corrections empiriques [ÉCO95, OUA95].

Les détecteurs à scintillateur de iodure de césium.

Les scintillateurs à iodure de césium, équipés d'un photomultiplicateur, permettent une identification des fragments les plus rapides, en association avec le détecteur ΔE qui les précède : Si pour les couronnes avant (cf. figure II.2), ChIo à l'arrière.

D'autre part, ces détecteurs fournissent une identification isotopique des particules de Z allant de 1 à 3, voire 4, en analysant la forme de l'impulsion lumineuse provoquée par le passage de l'ion dans le cristal. En effet, les émissions lumineuses du CsI(Tl) se particularisent par deux constantes de temps différentes, correspondant à la désexcitation successive, en lumière visible, de deux groupes de niveaux atomiques (avec des temps de vie différents), dont le dernier est introduit par les impuretés de thallium. L'impulsion lumineuse peut ainsi être décrite par deux composantes exponentielles décroissantes :

$L(t) = L_1 e^{-t/\tau_1} + L_2 e^{-t/\tau_2}$: une composante rapide avec le temps de vie $\tau_1=0,4-0,7 \mu s$ selon l'ionisation spécifique de la particule chargée, et une composante lente avec $\tau_2=7 \mu s$. Les poids respectifs L_1 et L_2 discriminent la nature de la particule selon Z et A. La dépendance exacte n'est pas complètement déterminée, mais elle est suffisamment marquée pour rendre possible une bonne séparation des particules légères.

Malgré un temps de décroissance long, le CsI(Tl) est intéressant à utiliser car il n'est presque pas hygroscopique, contrairement au NaI, son homologue. De plus, sa lumière de

scintillation est émise dans le visible, pour lequel les photomultiplicateurs sont bien adaptés. Enfin, les fluctuations de la concentration en thallium dans le cristal n'entraînent pas de phénomène de dispersion lumineuse, sachant que L_1/L_2 ne dépend pas de cette concentration, tant qu'elle ne dépasse pas 0,1 %.

L'épaisseur des cristaux CsI a été déterminée en tenant compte des énergies maximum de protons attendues dans les réactions aux énergies G.A.N.I.L., différentes selon l'angle θ de détection. Cela a donc amené à concevoir des CsI plus longs à l'avant qu'à l'arrière. D'autre part, de manière à s'affranchir de l'utilisation de guides de lumière, et afin de simplifier l'assemblage cristal-photomultiplicateur pour une meilleure efficacité de collection, les épaisseurs ont été maximisées. Enfin, les faces avant et arrière de chaque CsI ont été polies, et ses côtés revêtus d'une couche de Téflon blanc (matériau diffuseur de lumière) de 120 μm d'épaisseur, puis d'une couche de mylar (matériau réfléchissant) de 3 μm d'épaisseur; outre que cela évite les transmissions lumineuses entre CsI, cela permet d'accroître leur efficacité de collection.

Les principaux inconvénients que l'on peut noter pour les CsI est leur non-linéarité de réponse et l'éventuelle instabilité dans le temps du gain des photomultiplicateurs, ce qui rend leur étalonnage délicat. Pour contrôler cette instabilité, chaque cristal est équipé d'une fibre optique par laquelle lui sont envoyées périodiquement des impulsions lumineuses issues d'un laser stabilisé.

Les détecteurs phoswich.

Au nombre de douze [STE95], dotés chacun de leur propre photomultiplicateur (cf. figure II.6), ils peuvent supporter des taux de comptage très élevés : de l'ordre de 15000 coups par seconde, grâce à des temps de désexcitation lumineuse beaucoup plus courts que dans le cas des scintillateurs inorganiques. Néanmoins, alors qu'un CsI(Tl) produit de l'ordre de $4 \cdot 10^4$ photons par MeV cédé par la particule incidente, un NE102 ou un NE115 n'en produit que 10^4 environ, ce qui implique une plus faible résolution de détection. De plus, le maximum d'émission lumineuse se produit dans les U.V. dont les longueurs d'onde sont mal adaptées aux photomultiplicateurs.

Selon le principe du phoswich, ils sont constitués du couplage de deux scintillateurs ayant des constantes de temps différentes :

- le premier de NE102, "rapide" ($\tau=2,4$ ns), de 500 μm d'épaisseur,

- et le second de NE115, "lent" ($\tau=320$ ns), de 25 cm d'épaisseur.

Le deuxième plastique étant transparent à la lumière émise par le premier, le photomultiplicateur collecte, au passage d'une particule dans le phoswich, la superposition des composantes lumineuses des deux plastiques. C'est l'excitation des niveaux moléculaires qui entraîne l'émission lumineuse : schématiquement, ce sont les transitions des électrons qui ne sont pas localisés dans la molécule organique et qui occupent des orbitales moléculaires π qui sont à l'origine de la luminescence. Cette luminescence est caractérisée par une décroissance exponentielle de la forme $L(t) = L e^{-t/\tau}$, avec une constante de temps τ caractéristique de la composition du matériau, et une amplitude L proportionnelle à l'énergie déposée, qui dépend de l'énergie incidente, de la charge et de la masse de la particule.

De cette façon, et selon le même principe que pour les CsI, l'analyse en forme du signal somme permet l'identification en charge des fragments (voir §II.4).

Les épaisseurs respectives des deux scintillateurs ont été optimisées de manière à obtenir un bon pouvoir d'identification en charge (d'autant meilleur que le NE102 est épais), tout en conservant de faibles seuils de détection (ce qui nécessite un NE102 mince). Le deuxième plastique, NE115, peut arrêter des protons de plus de 200 MeV, et fait office de guide de lumière pour les fragments lourds qui s'arrêtent dans les premiers millimètres du phoswich de par leur faible libre parcours moyen.

Les côtés des phoswichs ont été recouverts de manière analogue aux CsI, et pour les mêmes raisons. Une mince feuille d'aluminium a été collée sur la face d'entrée afin d'arrêter les électrons issus des réactions et qui ont échappé au fort champ électrique autour du porte-cible. Il faut remarquer que cette zone morte a une épaisseur quasi négligeable pour ces phoswichs.

Quant à leur stabilité de réponse, comme pour les CsI, elle est contrôlée par impulsions laser.

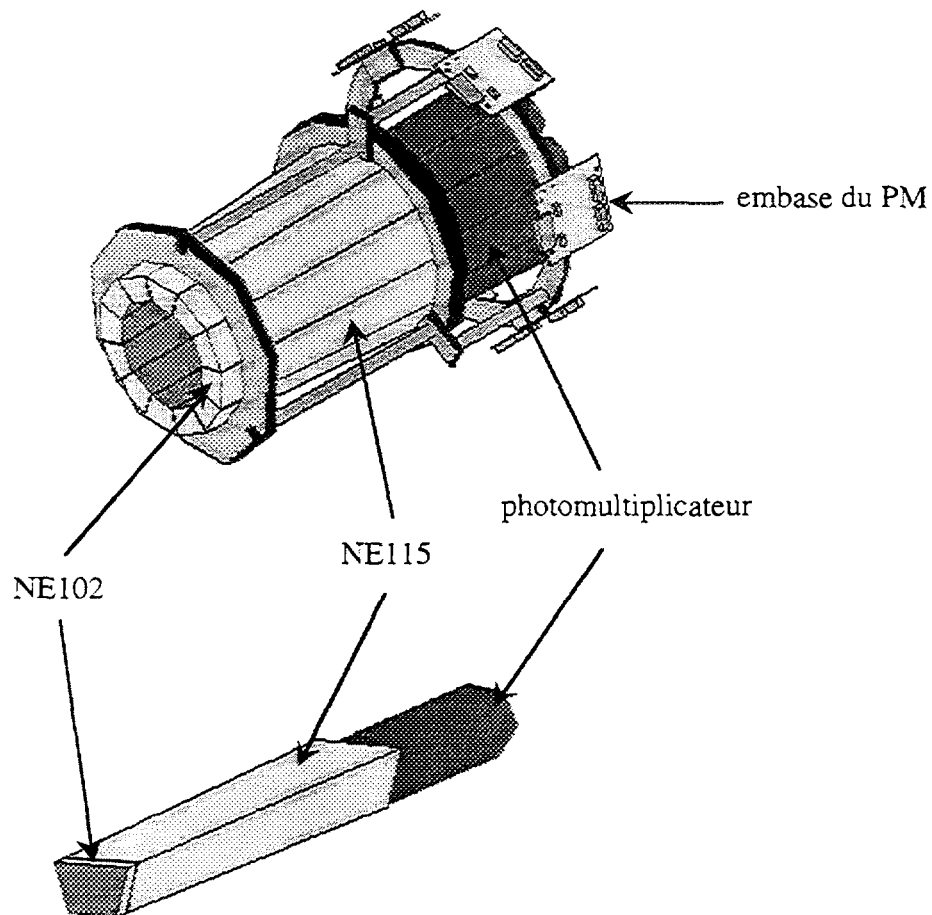


Figure II.6 : représentation de la couronne 1 ($2^\circ \leq \theta \leq 3^\circ$) avec ses 12 détecteurs phoswich NE102-NE115, et vue détaillée d'un phoswich.

3.d- Les seuils d'identification d'INDRA.

Nous présentons une synthèse des seuils d'identification de l'ensemble multidétecteur dans le tableau II.2. Bien que le rendement lumineux des CsI soit très variable selon la nature des ions, on peut constater la très large dynamique en énergie couverte, qualité que l'on doit essentiellement aux détecteurs silicium et aux chambres d'ionisation.

Détecteur(s)	Domaine angulaire couvert (°)	Domaine en énergie couvert (A.MeV)			
		particules légères (Z=1 à 2)		fragments (Z≥3)	
		E _{min.}	E _{max.}	E _{min.}	E _{max.}
phoswich	2 à 3	6	200	≤ 23 (pour Z=36)	
ChIo-Si	3 à 45	////////////////	////////////////	0,8	15
Si-CsI	3 à 45	6	50	15	
ChIo-CsI	45 à 176	////////////////	////////////////	0,8	
CsI (rapide-lent)	3 à 176	10	100 à 200	////////////////	////////////////

Tableau II.2 : *synthèse des seuils d'identification des différents ensembles de détection d'INDRA pour les fragments et les particules légères.*

4- L'ÉLECTRONIQUE D'INDRA.

Comme nous venons de le voir, l'instrumentation de détection d'INDRA permet d'aborder une très grande dynamique en énergie. De plus, INDRA est constitué d'un très grand nombre de détecteurs (628) qu'il est impératif de pouvoir contrôler et piloter par informatique. Cela a nécessité d'associer à ces détecteurs une électronique très performante et innovante. Pour ce faire, un nouveau standard a été utilisé pour la plupart des modules électroniques : le standard VXI (pour "VME eXtension for Instrumentation"), extension du standard VME utilisé jusque là, compatible avec l'acquisition VME du GANIL. Ce standard permet un fort degré d'intégration de l'électronique tout en assurant une grande précision de traitement des signaux analogiques.

De manière à minimiser les sources de bruit électronique et de diaphonie, ainsi que les pertes de transmission imputables à la longueur des câbles, et vu le nombre de voies impliquées, il a été nécessaire d'installer l'électronique au plus près des détecteurs. Les préamplificateurs des chambres d'ionisation et des siliciums ont été juxtaposés aux détecteurs, de même que les embases des photomultiplicateurs. Le reste de l'électronique est installé dans la salle d'expérience, à quelques mètres du multidétecteur. Toute cette électronique n'est pas accessible aux expérimentateurs pendant les prises de données. Elle nécessite donc un contrôle à distance informatisé.

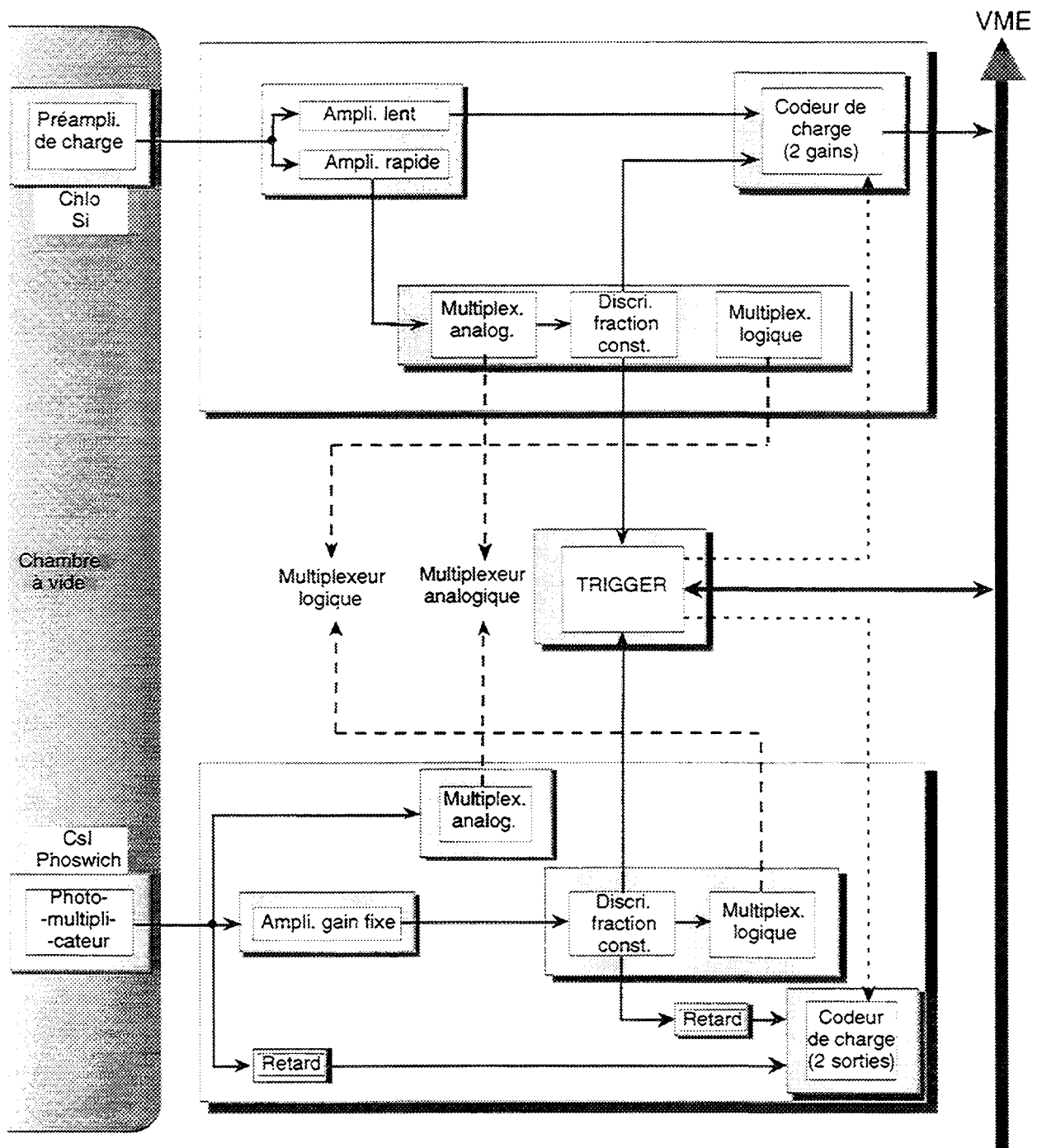


Figure II.7 : schéma synthétique des principales fonctions électroniques d'INDRA, présentant les différentes étapes du traitement des signaux issus des détecteurs : photomultiplicateur ou préamplification, amplification, discrimination, codage, et gestion par le trigger du déclenchement de la lecture des codeurs vers l'acquisition des données; le multiplexage des signaux de sortie analogique et logique de chaque détecteur permet de les inspecter à distance en cours d'expérience.

La figure II.7 présente une synthèse du principe de l'électronique d'INDRA pour chaque détecteur, avec les différentes fonctions : amplification des signaux, discrimination, codage, multiplexage de l'information, et traitement du déclenchement de l'acquisition (trigger). Cette électronique est présentée dans la référence [POU94]. Nous n'allons en présenter ici que quelques aspects.

Il a été nécessaire d'équiper le détecteur d'un système de refroidissement (par circulation d'eau à 10°C) afin de maintenir une température constante de 18°C au niveau des détecteurs particulièrement sensibles aux échauffements. En effet, par leur consommation électrique (0,5 W par préamplificateur, constituant un total de 150 W), les préamplificateurs dissipent de la chaleur. Vu le vide environnant, celle-ci ne peut se propager que par conduction dans la structure du détecteur. D'autre part, les CsI sont très proches des préamplificateurs, et leur réponse est fortement dépendante de la température, rendant intolérable toute fluctuation thermique sensible.

De manière à augmenter le rapport signal sur bruit au niveau du codage du signal amplifié, il a été choisi de coder l'intégrale du signal et non pas son amplitude. Ceci a nécessité l'emploi de nouveaux amplificateurs avec une sortie bipolaire dont le lobe positif a été "coupé" électroniquement, de manière à construire une sortie unipolaire négative. Les signaux en sortie ont une largeur (3,5 μ s) indépendante de l'amplitude du signal d'entrée, ce qui permet d'utiliser une longue porte d'intégration pour tenir compte des fluctuations de temps d'arrivée.

Ces amplificateurs sont réunis en modules CAMAC de huit voies d'entrée, associées chacune à deux voies de sortie : une voie lente et une voie rapide. La voie rapide sert, par l'intermédiaire d'un discriminateur à fraction constante (DFC 48 voies au standard VXI), à donner le signal de départ ("start") de la porte intégratrice pour le codage en charge, ainsi qu'une référence temps aux codeurs et au système de déclenchement. En outre, il est possible d'inspecter en cours de fonctionnement les signaux analogiques d'entrée et les signaux logiques de sortie des DFC par multiplexage informatisé (cf. figure II.7).

Afin de pouvoir satisfaire la dynamique en énergie (de l'ordre 3000) des chambres d'ionisation et des siliciums, et ce avec une bonne résolution, chaque signal est intégré sur deux intégrateurs 12 bits soit 4096 canaux (modules codeurs de charge QDC sur 32 voies, au standard VXI), selon deux fonctions différentes. La première travaille en petit gain (1 MeV/canal), et permet de coder les événements jusqu'à 4 GeV. La seconde code en grand gain, avec des signaux amplifiés d'un facteur 16 par rapport au petit gain, permettant ainsi d'aborder les basses énergies (jusqu'à 250 MeV) avec une résolution de 60 keV/canal.

Il est à noter que la stabilité de cette chaîne d'électronique est contrôlée en générant au niveau des préamplificateurs des impulsions calibrées (à l'aide de modules générateurs de 8 voies, au standard CAMAC) simulant les signaux physiques.

CsI et phoswichs.

Toujours dans le but d'éviter les variations thermiques préjudiciables à la stabilité de réponse des scintillateurs en fonction du temps, et aussi du taux de comptage instantané, il a fallu réduire la consommation électrique des photomultiplicateurs à 35 W au total. Cela a imposé de concevoir de nouvelles embases : l'utilisation classique des chaînes résistives a été écartée en faveur d'une transistorisation.

La forme des signaux amplifiés par les photomultiplicateurs est analysée en codant par une intégration sur 4096 canaux deux composantes en temps. Dans le cas des CsI, la première intégration se fait avec une porte en temps de 400 ns, déclenchée par le signal DFC de la voie temps des photomultiplicateurs, pour donner la composante rapide. La seconde s'effectue avec une porte de 1,2 μ s, retardée de 1,6 μ s par rapport à la première porte, pour donner la composante lente. Dans le cas des phoswichs, la porte rapide dure 30 ns, et la seconde intègre la totalité du signal sur 800 ns.

La dynamique en énergie nécessaire est de l'ordre de 250, et permet, dans les CsI, l'identification des isotopes de $Z=1$ pour des énergies inférieures à 10 MeV.

Comme toute l'électronique d'INDRA, celle des CsI et des phoswichs présente un haut degré d'intégration (cf. figure II.7) : pour chaque détecteur, les deux intégrateurs, le discriminateur, les portes logiques et les générateurs de retard sont regroupés sur une des voies d'un module VXI qui en compte 24 pour les CsI, 16 pour la couronne phoswichs. De même que pour l'électronique des chambres d'ionisation et des siliciums, il est possible de contrôler divers points à distance, par multiplexage : portes de temps, entrées-sorties des DFC, entre autres.

5- LE SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT.

Un système de déclenchement, encore appelé "*trigger*", s'impose pour opérer une première sélection des événements. Cette sélection se fait sur la configuration de chaque événement : nombre et position des détecteurs touchés, etc., déduits des signaux logiques envoyés au trigger par les discriminateurs. Lorsque cette configuration remplit les critères de sélection, qui sont câblés ou programmés à priori, le trigger envoie un signal logique aux intégrateurs-codeurs et provoque l'enregistrement de l'événement par l'acquisition.

La méthode classique de numérisation des signaux consiste à n'activer les intégrateurs que lorsque le trigger a validé l'événement. Pour un multidétecteur, ce mode de déclenchement, dit "*synchrone*", comporte de gros inconvénients. En effet, le temps de décision du trigger pouvant prendre plusieurs centaines de nanosecondes, ce mode impose l'installation de retards au niveau des entrées des codeurs, de manière à ne pas manquer le signal une fois l'événement accepté. Or, appliquer de tels retards avec des câbles coaxiaux de $50\ \Omega$ (qui produisent un retard de 5 ns par mètre) demande des longueurs que l'on ne peut accepter vu les pertes et dégradations induites sur les signaux analogiques à intégrer, et vu le nombre de voies impliquées.

Il a donc été nécessaire d'utiliser pour INDRA un mode de déclenchement original : le mode dit "*asynchrone*". Dans ce mode, l'intégration des signaux analogiques issus des détecteurs et l'analyse du trigger sont lancées en parallèle. À la fin de l'intégration, la voie considérée attend un signal de validation du trigger. Si ce signal n'arrive pas dans un intervalle de temps donné (quelques microsecondes), la voie se remet automatiquement à zéro et en attente d'une nouvelle information à coder. Ainsi, chaque voie travaille indépendamment des autres, ce qui minimise le temps mort lié à l'attente de validation : seules les voies occupées sont en temps mort.

Le déclenchement du trigger se base soit sur des détecteurs qui peuvent éventuellement être extérieurs, soit sur des générateurs tests, voire sur la synchronisation avec la fréquence HF du faisceau. Ces sources de décision sont pré-définies. Pour les événements physiques, c'est le nombre (multiplicité) de détecteurs touchés qui gouverne la décision.

Quatre sous-ensembles électroniques constituent le système de déclenchement :

1- le regroupeur : ensemble de modules NIM qui regroupent chacun les signaux issus d'un même module de détection. Il a deux fonctions :

- effectuer des "OU" logiques sur les différentes sorties des détecteurs du module : ChIo, Si, CsI ou phoswich. Un "OU" Si-CsI génère la porte de codage Si. Un "OU" ChIo-Si ou un "OU" ChIo-CsI (tenant compte des Si 80 μm et SiLi étalons) génère la porte de codage ChIo.

- sommer les courants résultant des modules du regroupueur (à raison de 0,3 mA par module touché) pour construire un signal "multiplicité" par couronne. Ce signal est envoyé dans le sélecteur qui effectue la comparaison avec les valeurs voulues, pour décider si l'événement est accepté ou rejeté.

2- le sélecteur : module VXI de décision avec 8 voies d'entrée, chacune contenant sur 8 bits un des éléments de décision :

- 3 entrées à 8 bits pour les signaux multiplicité; une seule a été utilisée lors de la première campagne d'expériences INDRA.

- 2 entrées, ET et ETC, pour les télescopes étalons et le "OU" des détecteurs d'une couronne.

- 3 entrées NIM pour des détecteurs externes : non utilisées lors de la première campagne.

Le sélecteur est au coeur du système de déclenchement : tout en assurant l'analyse de déclenchement, il gère l'ensemble des codeurs. Lorsqu'un événement est rejeté, tous les codeurs sont remis à zéro. Cela prend de l'ordre de 2 μs , et constitue le temps mort du trigger asynchrone. Ce temps reste tout à fait raisonnable vu que les chambres d'ionisation et les CsI sont eux-mêmes des détecteurs à réponse lente, avec des temps caractéristiques avoisinant la microseconde.

3- le corrélateur : c'est un module VXI chargé de déclencher la lecture des codeurs (regroupés en châssis VXI) par le système de lecture (VME). Après le lancement de l'ordre de codage par le sélecteur, le corrélateur commande à l'acquisition la lecture des châssis VXI dont il juge les lignes disponibles. La fin de la lecture est signalée par le VME au corrélateur qui la retransmet au sélecteur afin de préparer (remise à zéro) l'ensemble des modules à l'attente d'un nouvel événement.

4- les marqueurs de temps : ce sont des modules VXI qui donnent pour chaque détecteur touché un marqueur spécifique à ce détecteur et contenant l'information sur sa position en temps dans l'événement. Pour ce faire, l'horloge de 100 MHz du bus VXI est utilisée. Cela permet par exemple de relier en temps le paquet de faisceau associé à chaque détection, et par conséquent d'isoler les coïncidences fortuites. La résolution en temps apportée par la fréquence d'horloge (10 ns) est suffisante puisque largement inférieure à la période des paquets de faisceau au GANIL (de l'ordre de 100 ns).

6- LE CONTRÔLE ET L'ACQUISITION.

6.a- Présentation générale du contrôle.

Le contrôle d'INDRA revêt deux aspects :

1- le contrôle des données physiques avec le contrôle en ligne (CEL), et celui de l'électronique avec le système de commandes et contrôles (CEC).

2- le contrôle des annexes : vide, usine de régulation du gaz des chambres d'ionisation, cible, etc.

6.b- Commandes et contrôles.

Comme cela a été évoqué précédemment, un système de commandes et contrôles informatisé a été élaboré vu le nombre de détecteurs à gérer, et surtout dû au fait que ces détecteurs ne sont pas accessibles pendant les expériences [IND91].

Le système de commandes et contrôle s'articule autour d'une base de données (cf. figure II.8a) contenant des paramètres et des informations sur le fonctionnement du multidétecteur (gains, retard de chaque discriminateur, etc.) que l'on peut lire, enregistrer, voire modifier, en cours d'expérience par l'intermédiaire de serveurs d'ordre et de données. Ces informations sont transmises depuis INDRA par le VME, via une liaison Éthernet. Il est aussi possible de visualiser à distance les sorties des voies multiplexées évoquées précédemment, d'inspecter les échelles de comptages associées aux modules d'INDRA, etc. De plus, à travers la "tâche de surveillance", ce système prend en charge le contrôle des tensions de polarisation des photomultiplicateurs (HT), des siliciums et des chambres d'ionisation (BT), et prévient les expérimentateurs de toute anomalie qu'il a été amené à détecter : chutes de tension, taux de comptage anormalement élevés, par exemple.

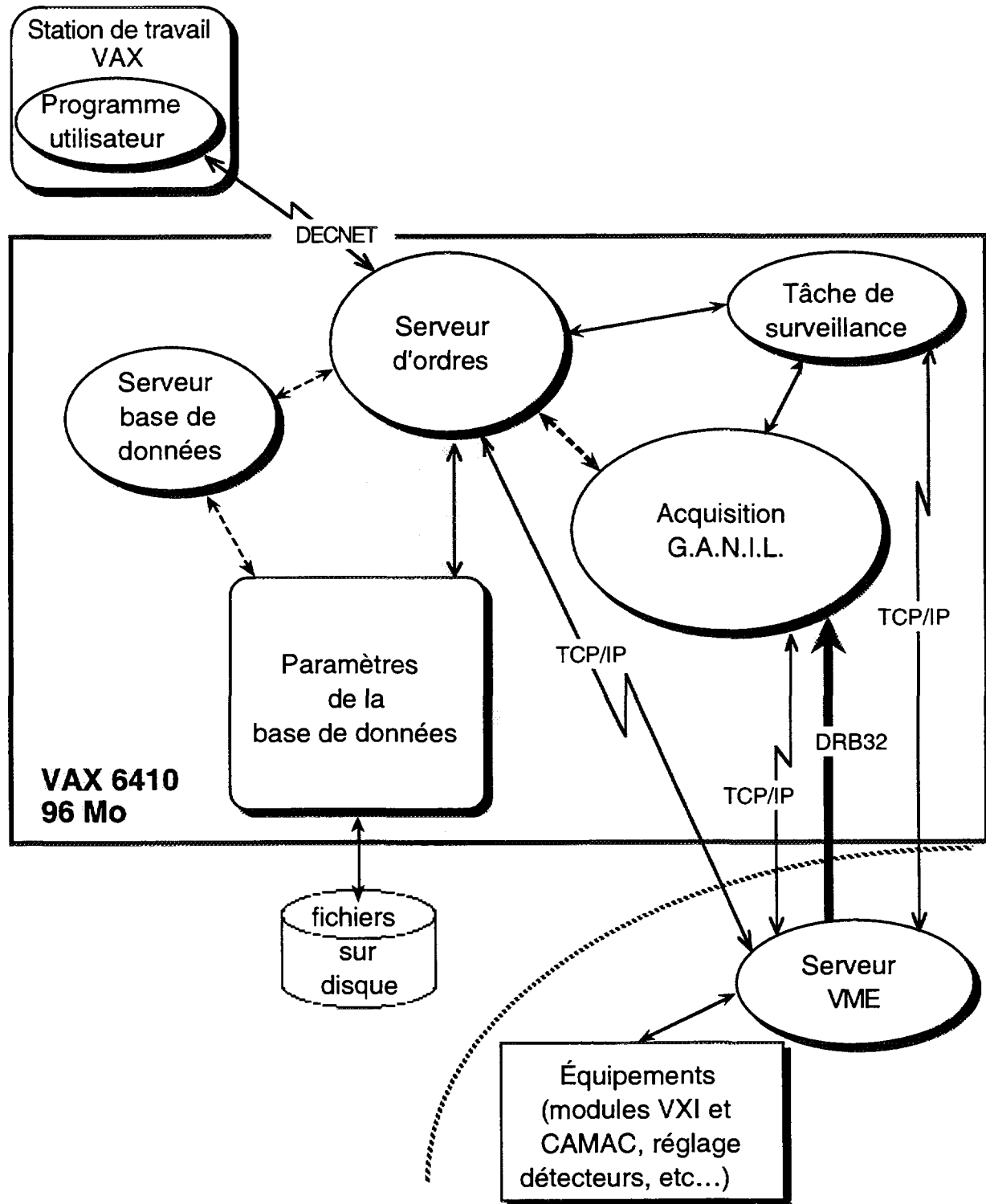


Figure II.8a : *synoptique de l'organisation des différentes tâches de commande et contrôle.*

CsI/Phoswichs-Tension lue.

	Cour. 1	Cour. 2	Cour. 3	Cour. 4	Cour. 5	Cour. 6	Cour. 7	Cour. 8	Cour. 9	Cour. 10	Cour. 11	Cour. 12	Cour. 13	Cour. 14	Cour. 15	Cour. 16	Cour. 17
1	1200.8	1441.0	1339.0	1127.8	1268.6	1224.6	1109.4	1183.0	1030.6	995.80	1287.4	1361.8	1379.6	1311.4	1332.2	1313.4	1185.2
2	1255.6		1392.2	1149.4	1317.4	1224.6	1068.2	1164.6	1029.0	998.40	1232.4	1310.8	1347.2	1342.8	1299.4	1383.4	1179.0
3	1171.4	1294.6	1246.0	1095.0	1227.6	1268.6	1013.4	1166.0	1003.6	992.80	1275.2	1370.0	1308.2	1276.6	1297.6	1320.4	1183.6
4	1076.2		1244.2	1081.0	1280.0	1218.6	966.60	1119.2	1023.2	981.60	1324.2	1384.2	1305.8	1323.6	1252.4	1363.0	1185.6
5	1216.6	1294.6	1358.4	1154.2	1204.0	1208.8	1023.0	1159.6	1021.0	954.40	1215.0	1261.4	1361.8	1368.4	1326.2	1275.4	1137.4
6	1206.4		1266.4	1054.8	1176.0	1268.6	961.20	1152.4	993.20	989.80	1265.8	1229.6	1356.2	1265.0	1344.6	1357.2	1173.0
7	1236.4	1358.0	1297.4	1152.0	1201.4	1269.0	1075.2	1152.6	1026.6	984.20	1294.2	1265.0	1274.0	1311.8	1298.0	1347.2	1119.2
8	1092.0		1312.6	1075.0	1211.8	1192.8	993.40	1156.2	1009.8	996.40	1246.8	1278.2	1307.0	1311.4	1430.6	1376.8	1134.0
9	1236.2	1395.8	1280.8	1172.2	1212.8	1268.8	968.40	1130.4	1025.4	992.00	1262.0	1242.8	1327.4	1306.6	1298.8		
10	1221.2		1264.2	1120.8	1262.8	1187.6	990.00	1093.6	1021.0	1003.4	1256.4	1250.0	1364.2	1325.6	1308.2		
11	1250.4	1310.6	1257.8	1120.4	1219.0	1182.2	973.20	1138.2	1007.6	1001.8	1282.8	1191.2	1436.6	1390.8	1240.8		
12	1180.8		1310.6	1122.0	1209.0	1183.6	980.60	1128.2	1013.0	1002.2	1194.2	1244.0	1351.8	1331.4	1241.4		
13		1307.6	1292.0	1117.0	1194.4	1181.0	912.20	1201.0	1000.4	1022.6	1244.6	1244.4	1408.6	1345.4	1296.4		
14			1259.2	1099.8	1197.6	1183.2	971.80	1199.0	992.20	982.40	1276.6	1284.4	1386.4	1336.6	1255.4		
15		1253.8	1290.6	1078.8	1253.6	1201.8	1039.0	1148.4	999.20	981.20	1162.4	1232.2	1316.0	1311.0	1254.8		
16	1802.4		1258.0	1100.6	1210.2	1272.4	972.80	1099.2	986.60	1016.8	1286.8	1284.6	1347.6	1289.6	1233.4		
17		1284.8	1257.2	1148.4	1180.4	1171.2	972.40	1144.6	1011.0	1002.8	1273.8	1294.4	1332.2				
18			1209.4	1063.6	1181.6	1171.0	979.00	1103.2	987.00	1002.8	1248.4	1237.6	1360.2				
19		1193.4	1298.8	1135.8	1274.4	1157.6	990.20	1075.2	987.80	986.80	1221.4	1238.0	1397.6				
20			1264.6	1068.4	1184.6	1163.8	971.20	1083.4	977.60	970.60	1225.0	1255.0	1358.0				
21		1285.6	1234.2	1099.8	1186.0	1215.6	982.80	1168.8	1001.6	1022.6	1322.4	1272.0	1311.2				
22			1288.0	1051.8	1215.0	1157.0	962.80	1150.4	964.20	1022.4	1278.8	1265.6	1338.2				
23		1249.0	1261.8	1098.8	1189.8	1155.0	1031.6	1182.0	974.40	987.00	1330.8	1253.4	1381.6				
24			1255.4	1064.4	1132.8	1204.0	959.60	1182.2	992.40	987.40	1249.2	1223.4	1329.2				

Figure II.8b : une des interfaces du "commandes et contrôles" : table descriptive de l'ensemble des modules d'INDRA permettant de lire ou modifier les paramètres électroniques associés aux détecteurs depuis une station de travail. Les numéros de modules sont disposés selon l'axe vertical. Dans cet exemple sont représentées les valeurs (en volts) des hautes tensions des photomultiplicateurs des CsI et des phoswichs.

Plusieurs outils sont mis à disposition par le "commandes et contrôles" :

- le réglage des gains des amplificateurs, des paramètres des discriminateurs (retard, seuil), et des hautes tensions.
- le multiplexage électronique des signaux logiques et analogiques permettant de les visualiser sur oscilloscope en cours d'expérience.
- la génération de signaux électroniques pour les tests des chambres d'ionisation et des siliciums, et de signaux lumineux pour les tests des iodures de césium.
- les outils de dialogue avec le CAMAC et le VXI.

Pour rendre l'ensemble plus ergonomique, une table descriptive de la géométrie d'INDRA est constituée sur station de travail, table sur laquelle chaque cellule de détection est répertoriée, à partir de laquelle il est possible d'éditer un paramètre électronique (haute tension, seuil, retard du discriminateur, gain de l'amplificateur, etc.) pour un type de détecteur

donné (ChI_o, Si, CsI, phoswich, Si 80 μ m, SiLi) pour l'ensemble du multidétecteur. Un exemple en est donné sur la figure II.8b.

6.c- Contrôles annexes.

L'environnement du détecteur est commandé et contrôlé par l'intermédiaire d'un ordinateur individuel PC pilotant un système d'automates : pour la pression du gaz dans les chambres d'ionisation, pour le vide dans la cuve contenant INDRA, pour la position du porte-cible, pour la haute tension appliquée sur la canne du porte-cible. Il permet aussi d'inspecter la température en divers points de la structure mécanique du détecteur. Ces diverses informations sont stockées régulièrement sur bande magnétique en même temps que les données physiques.

6.d- L'acquisition.

Le système d'acquisition utilisé est le système standard du GANIL (ordinateur VAX 6410). Comme cela est représenté sur la figure II.9, chaque événement transmis des codeurs au serveur VME est enregistré par l'acquisition en tâche de lecture (READ), par l'intermédiaire d'un réseau optique de transmission des données (DRB32). Chaque événement est ensuite écrit sur cartouche ou bande magnétique par ce qui constitue la tâche d'écriture (WRITE). L'acquisition est pilotée (démarrages, arrêts, écriture sur bande, etc.) avec les "commandes ACQ" transmises au VAX, et la tâche de surveillance en contrôle le déroulement (taux d'acquisition, taux de remplissage des bandes, etc.).

Le taux d'acquisition dépend fortement de la caractéristique des événements considérés. En moyenne, INDRA détecte des événements avec 20 particules, constituant 120 paramètres à enregistrer, soit 0,5 kilo-octets. Un flux d'événements typique de 200 par seconde produit un flux de 100 kilo-octets par seconde, ce qui est largement en-deça des capacités du système d'acquisition du GANIL (600 kilo-octets par seconde).

Une partie (entre 25% et 50%) des événements enregistrés par l'acquisition est transmise vers le système de contrôle en ligne (CTRL).

6.e- Le contrôle en ligne.

Afin de contrôler le bon fonctionnement du détecteur pendant les expériences, un système de contrôle en ligne a été conçu. Comme nous venons de le voir, une partie des événements enregistrés par l'acquisition est envoyée à la tâche de contrôle en ligne, pour

ensuite incrémenter différents spectres (définis par la tâche USER de CTRL), en vue de visualiser ces derniers sur station de travail VAX.

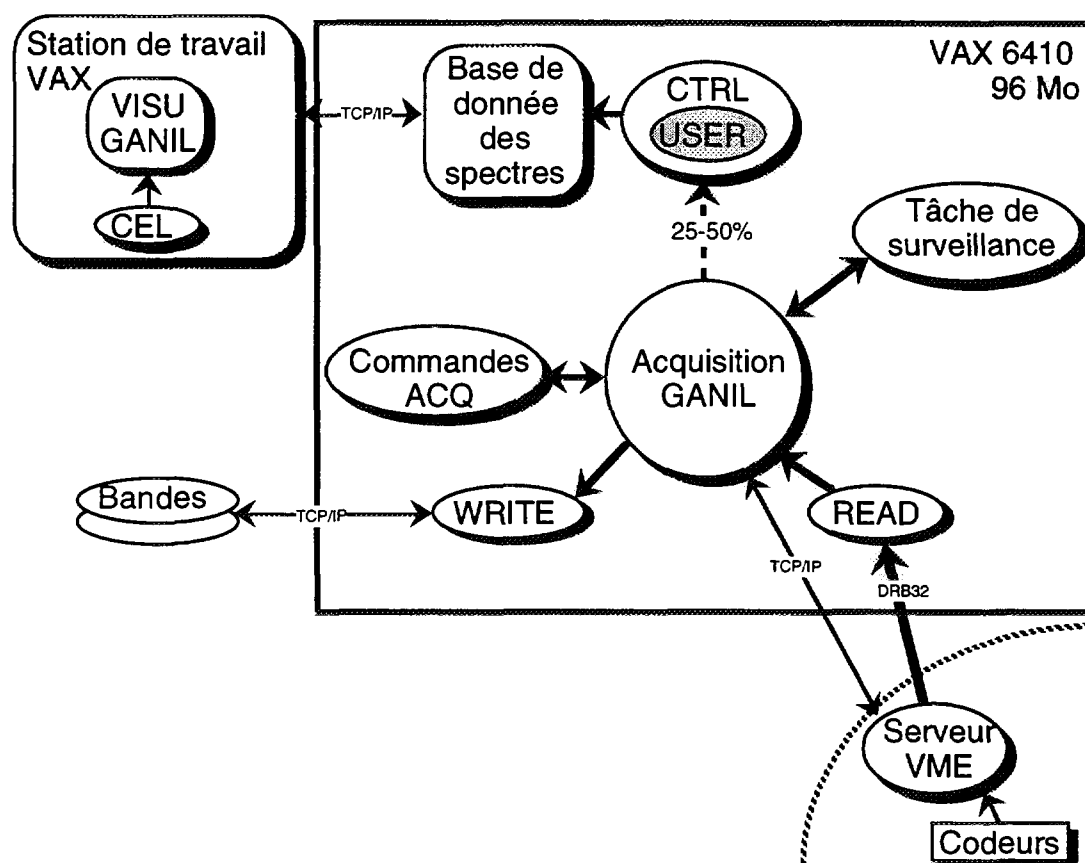


Figure II.9 : schéma descriptif de l'acquisition des données et de leur contrôle en ligne.

Si l'incrémentation de ces spectres est effectuée par un programme d'acquisition GANIL, le confort et la rapidité nécessaires pour leur visualisation demandent des outils spécifiquement conçus pour INDRA. Ce programme de visualisation est exploité au niveau de la tâche Contrôle En Ligne (CEL), et asservit le programme de visualisation standard du GANIL VISUGAN.

Tous les spectres associés aux 628 détecteurs d'INDRA sont stockés dans une base de données occupant près de 40 méga-octets : environ 1800 spectres monodimensionnels (sur 512 canaux chacun), près de 1400 spectres bidimensionnels (sur 512*512 canaux chacun) qui contiennent les matrices d'identification associées aux couples de détecteurs des modules d'INDRA. Ce programme de visualisation est conçu autour d'un système de fenêtrage. À la base, il s'agit pour l'utilisateur de choisir, sur une fenêtre de sélection des spectres, ceux qu'il souhaite visualiser.

Une première série de spectres donne une vision globale du fonctionnement du détecteur : spectres d'échelles de comptage, spectres de multiplicité totale, par couronne ou constituée sur les marqueurs de temps (sur les détecteurs qui ont été déclenchés), spectres des impulsions tests pour les chambres d'ionisation, Si et étalons, spectres d'impulsions laser pour les CsI et phoswichs. Ils permettent d'aider au diagnostic d'éventuels dysfonctionnements de détecteurs, tels le déclenchement dans le bruit ou la panne.

Le reste des spectres est dédié à un contrôle plus détaillé du multidétecteur, par couronne. Pour tous les modules d'une couronne sélectionnée, il est possible d'afficher un type de spectre donné :

- des spectres monodimensionnels avec :

- * ChIo petit gain.
- * ChIo grand gain.
- * Si petit gain.
- * Si grand gain.
- * CsI rapide.
- * CsI lent.
- * multiplicité ChIo.
- * multiplicité Si.
- * multiplicité CsI.

- des spectres bidimensionnels avec :

- * ChIo petit gain-Si petit gain.
- * ChIo grand gain-Si grand gain.
- * Si petit gain-CsI rapide.
- * Si grand gain-CsI rapide.
- * CsI rapide-lent.

Les détecteurs silicium étalons peuvent être consultés de la même manière. Il est aussi possible de visualiser pour un module donné toute la série de spectres qui lui sont associés.

- III -
IDENTIFICATION ET ÉTALONNAGE

1- INTRODUCTION.

Il convient de déduire la charge et l'énergie de chaque particule à partir des signaux électroniques, codés puis enregistrés, auxquels elle a donné lieu dans les détecteurs : la charge par "*l'identification*", et l'énergie par "*l'étalonnage*".

Pour ce faire, différentes méthodes sont utilisées selon le type de détecteur impliqué. C'est ce que nous allons voir au cours de ce chapitre.

Plus particulièrement, la méthode d'identification automatique que j'ai développée et appliquée pour le couple de détecteurs Si-CsI sera décrite de façon plus détaillée.

2- L'IDENTIFICATION.

2.a- Introduction.

Partant des signaux délivrés par les détecteurs, on construit des matrices bidimensionnelles sur des couples de détection associés. Ces matrices ont la propriété de séparer en charge les particules sur des "lignes" distinctes, permettant ainsi l'identification du numéro atomique.

La composition d'INDRA en détecteurs de natures différentes implique 6 méthodes d'identification pour les fragments lourds et les particules légères, basées sur 6 types de représentations bidimensionnelles à partir des différents signaux de sortie (S) des détecteurs (cf. chapitre II, "électronique d'INDRA") :

1- matrices $S_{\text{rapide}} \times S_{\text{total}}$ des phoswichs (couronne 1) pour les fragments et particules légères.

2- matrices $[S_{\text{rapide}}(\text{CsI}) + k \cdot S_{\text{grand gain}}(\text{Si})] \times S_{\text{lent}}(\text{CsI})$ (couronnes 2 à 9) pour les particules légères (p, d, t, ^3He , α , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^9Be).

3- matrices $S_{\text{rapide}} \times S_{\text{lent}}$ des CsI (couronne 10 à 17) pour les particules légères (p, d, t, ^3He , α).

4- matrices ΔE -E Si \times CsI ($S_{\text{grand/petit gain}}(\text{Si}) \times S_{\text{rapide}}(\text{CsI})$, couronnes 2 à 9) pour les fragments ($Z \geq 3$).

5- matrices ΔE -E ChIo \times Si ($S_{\text{grand/petit gain}}(\text{ChIo}) \times S_{\text{grand/petit gain}}(\text{Si})$, couronnes 2 à 9) pour les fragments ($Z \geq 3$).

6- matrices ΔE -E ChIo \times CsI ($S_{\text{grand/petit gain}}(\text{ChIo}) \times S_{\text{rapide}}(\text{CsI})$, couronnes 10 à 17) pour les fragments ($Z \geq 3$).

2.b- Principe général d'identification.

Principe d'identification ΔE -E.

À la base de ce principe se trouve la relation qui relie la perte d'énergie d'une particule chargée traversant un matériau, à son énergie cinétique incidente, à sa charge et à sa masse. Cette perte d'énergie par interaction avec les électrons des atomes du milieu a été formulée par Bethe [BET30].

En terme de perte d'énergie par unité de longueur parcourue dans le milieu, elle s'écrit sous la forme simplifiée $\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{E_{\text{incidente}}}$ A ; bien sûr, dans l'expression littérale, interviennent aussi des paramètres rendant compte de la nature du matériau traversé (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation). Par conséquent, connaissant la perte d'énergie totale ΔE dans le matériau et l'énergie incidente, ou l'énergie résiduelle ($E_{\text{incidente}} - \Delta E$), on peut déduire la charge et la masse de la particule.

C'est le principe utilisé ici. Il suffit de représenter sur des histogrammes bidimensionnels (matrices) la perte d'énergie (ΔE) en fonction de l'énergie résiduelle (E),

issues d'un couple de détecteurs juxtaposés, le premier ayant été traversé et le second ayant arrêté la particule chargée.

Ainsi, dans ce type de représentation, chaque type de particule (Z,A) décrit sa propre courbe, en $\Delta E \approx \frac{1}{E}$.

Principe d'identification avec un scintillateur.

Avec les détecteurs à matériau scintillant, le principe d'identification reste basé sur la représentation bidimensionnelle de deux informations énergie, discriminantes en Z et A :

- composantes "rapide" et "totale" pour l'assemblage phoswich, discriminant en Z seulement mais sur une très large dynamique (jusqu'à moins $Z \approx 30$).
- composantes "rapide" et "lente" du CsI, discriminant en Z et A jusqu'à $Z = 4$.

2.c- Identification Si-CsI.

Au niveau des couronnes 2 à 9 (entre 3° et 45°), l'identification des fragments les plus rapides s'effectue sur les matrices Si (ΔE)-CsI rapide (E), dans lesquelles les particules se distribuent sur des courbes distinctes selon leur charge Z (cf. figure III.1), et que l'on appelle communément les "lignes de Z".

À la conception d'INDRA, on attendait de ces détecteurs capitaux une capacité d'identification avec une bonne résolution des fragments de masse intermédiaire jusqu'à $Z = 30$ au moins, vu la grande quantité et la large gamme de fragments émis aux angles concernés lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Nous montrerons en fait que cette limite a été repoussée jusqu'à $Z = 64$, le plus loin en charge que la première campagne d'expérience nous a permis d'explorer (avec le système Gd+U).

Cette performance a été rendue possible grâce à la qualité de l'électronique d'INDRA, mais aussi grâce à la méthode originale d'identification automatique, une méthode basée sur des principes de traitement de l'image, permettant de reconnaître les différentes lignes de Z, et sur leur ajustement par une fonctionnelle adaptée.

Matrices Si-CsI.

La figure III.1 présente une matrice Si "petit gain" - CsI "rapide" et son associée Si "grand gain" - CsI "rapide". En effet, comme il a été expliqué au chapitre II, la gamme en charges détectées est si vaste qu'il est indispensable de disposer d'une représentation grand gain ($\approx 14 \times$ petit gain) pour identifier les fragments les plus légers. Cela est particulièrement utile pour les couronnes 2 et 3, situées au voisinage de l'angle d'effleurement pour les systèmes que nous avons étudiés, et recevant par conséquent aussi bien les résidus lourds et rapides des collisions élastiques et inélastiques, que des particules légères lentes.

Cependant, la résolution Si-CsI n'est pas suffisante pour discriminer en masse au-delà de $Z = 4$, et seules les lignes de Z sont clairement visibles et exploitables pour les fragments les plus lourds.

La variété de fragments émis dans la zone angulaire des couronnes 2 à 9 (3° à 45°), ayant une énergie suffisamment grande pour n'être arrêtés que dans l'étage CsI, impose d'appliquer une méthode d'identification et de reconnaissance des lignes de Z , d'une très grande précision. D'autant plus que la résolution de détection nous le permet, comme on peut le voir sur la figure III.1 : on distingue clairement les lignes de Z sur toute la gamme jusqu'aux pics élastiques ($Z = 50$, ici), issues de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 25, 32, 39, 45 et 50 MeV/A d'énergie de bombardement. On peut remarquer l'absence du pic élastique à 25 MeV/A, pas assez énergétique pour traverser entièrement le silicium. C'est sur ce type de matrices que s'effectue l'identification, système par système.

Sommer le plus d'enregistrements possibles permet de rendre l'identification plus précise (grâce à une meilleure statistique). Cependant, les CsI sont caractérisés par des courbes de réponse en énergie non linéaires et sensibles aux conditions physiques extérieures. Leur réponse diffère ainsi fortement d'un module à l'autre sur une même couronne, et ce malgré des géométries équivalentes. Pour cette raison, les matrices Si-CsI correspondantes ne sont pas cumulables avec une renormalisation simple. Aussi n'a-t-il pas été envisagé de sommer les matrices de tous les modules d'une même couronne. Ceci nous a obligé à effectuer l'identification module par module. Cependant, il reste que pour pouvoir superposer les matrices issues de plusieurs enregistrements pour un module donné, il faut les recaler chacune en tenant compte du piédestal des codeurs (canaux origines des codages Si et CsI), qui peut varier sensiblement d'un enregistrement à l'autre. Il a aussi fallu préalablement s'assurer que le gain (la correspondance MeV/canal) de chaque voie Si et CsI n'a pas dérivé avec une amplitude préjudiciable à la superposabilité des matrices recalées. Ces dérives ont

été contrôlées en examinant, pour chaque enregistrement à sommer, la réponse des détecteurs aux générateurs test. Nous avons ainsi pu superposer, pour chaque système, la majeure partie des enregistrements de physique, module par module.

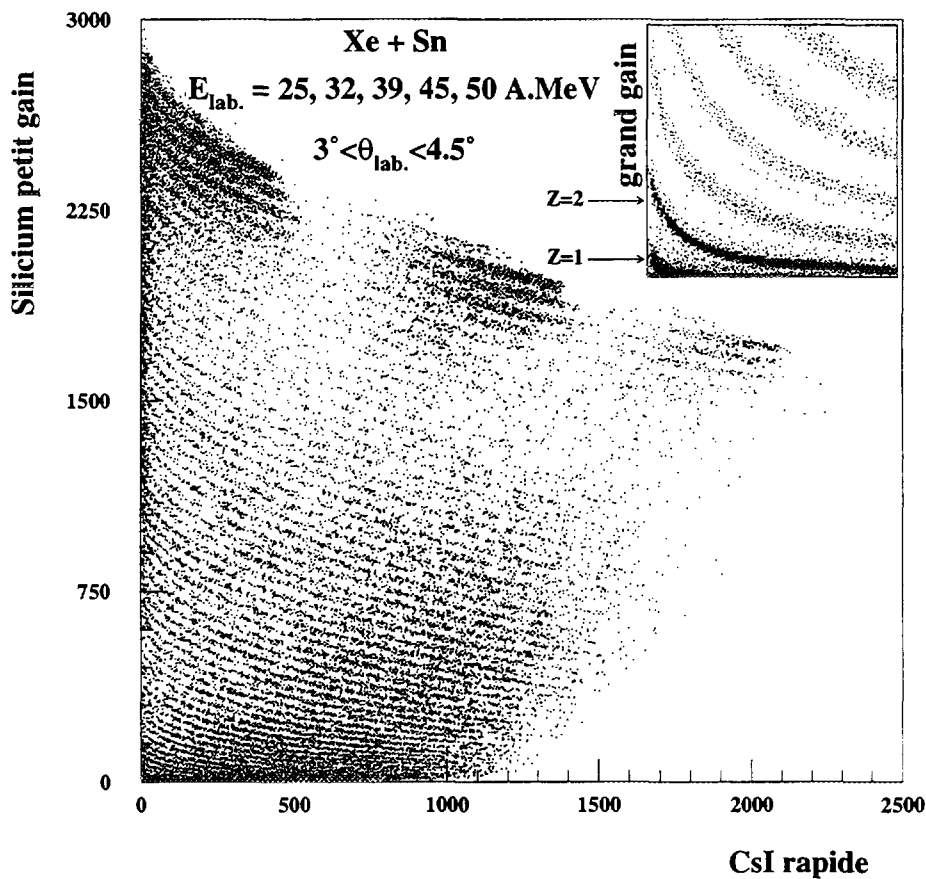


Figure III.1 : matrices d'identification Si-CsI de la couronne 2, avec le système Xe + Sn (les données obtenues de 25 à 50 A.MeV sont superposées). Les deux gains du silicium sont représentés.

Étant donné le nombre de modules mis en jeu, constituant 180 matrices Si-CsI, il était difficile de concevoir un traitement manuel. Cela nous a amenés à appliquer une méthode automatique basée sur la reconnaissance du réseau de lignes de crête formées par les lignes de Z, et sur l'adaptation d'une fonction analytique ad hoc reproduisant ce réseau.

Recherche des lignes de crête.

La recherche des lignes de crête a été effectuée en appliquant la méthode développée dans la thèse d'Amine Benkirane [BENK94].

Nous allons exposer par la suite les grandes lignes de la méthode, telle que nous l'avons appliquée dans le cadre du dépouillement des couronnes Si-CsI 2 à 5.

Comme cela a été introduit, la détection des lignes de Z, constituant autant de lignes de crête, a été élaborée dans l'optique de remplacer la prise manuelle de points de contours par une procédure automatique, fournissant en sortie une série de points regroupés par ligne de Z. Ces points sont obtenus par différenciation du relief de l'image que constitue le spectre d'identification. Ils sont ensuite reliés en ligne de Z par l'opération de chaînage-numérotation.

Cette procédure nécessite un conditionnement préliminaire : le lissage qui permet de rehausser l'image dans des zones à faible statistique, et de régulariser la différenciation qui suit. Ensuite, de manière à éliminer au maximum les points de crêtes "parasites" que pourrait faire ressortir la différenciation, un seuillage est appliqué.

Nous allons maintenant décrire toutes ces opérations une par une, dans l'ordre de leur application.

Le lissage.

Ce lissage, permet de réduire le bruit lié aux fluctuations statistiques auquel est très sensible la différenciation.

D'autre part, un lissage directionnel, guidé par la direction locale de ligne de crête, améliore sensiblement le rapport signal sur bruit des zones de basse statistique. Or, il est important de mettre en valeur ces régions, car cela permet de combler des trous dans les lignes de Z ou de prolonger un peu ces dernières vers de plus hautes et plus basses énergies.

D'un point de vue mathématique, cette opération revient à convoluer le spectre avec un filtre passe-bas, de forme allongée, selon la direction locale de la ligne de crête, direction

évaluée d'après les tables de perte d'énergie (nous verrons plus loin comment nous avons amélioré cet aspect en adoptant une autre référence). Le lissage directionnel s'applique ainsi :

$$S_{\text{filtré}}(x_0, y_0) = \int \int_{\text{domaine du filtre}} S(x, y) L_{x_0, y_0}(x_0 - x, y_0 - y) dx dy$$

où S est le spectre ΔE - E , $S_{\text{filtré}}$ le spectre résultat filtré, et L le filtre de lissage directionnel. Il a été adopté pour L une fenêtre rectangulaire allongée le long des lignes de Z .

Le résultat de ce lissage est illustré par la figure III.2.

L'orientation et les dimensions du domaine d'intégration sont évaluées en chaque point (x_0, y_0) , à partir de fonctionnelles donnant la pente et la distance interligne (entre 2 Z voisins) locales en fonction de E et ΔE . Ces fonctionnelles sont déduites d'informations à priori, à partir des tables de pertes d'énergie. L'avantage de cette description est qu'elle reste valable indépendamment des conditions électroniques pour les détecteurs, ou du système nucléaire étudié. Il reste que cela implique de disposer grossièrement des paramètres d'étalonnage, module par module, de manière à convertir le spectre "canaux" en spectre "énergie". Nous avons montré que, malgré les non-linéarités de réponse des CsI, des paramètres d'étalonnage approximatifs, à 20 % près (pris ici sur les données d'étalonnage des alphas), suffisent pour chaque couple de détecteurs, ce qui est peu contraignant.

En effet, là où les erreurs sur les énergies calculées sont les plus grandes dans la carte ΔE - E (à haute énergie CsI et à grand Z), les variations des pentes et distances interlignes sont faibles, impliquant donc des erreurs négligeables dans l'estimation de ces valeurs.

Néanmoins, à basse énergie CsI, et pour les grands Z , l'erreur sur l'estimation de l'énergie CsI reste notable, les pentes varient très vite, et les tables de perte d'énergie ne sont pas très performantes. Même si cela a été très peu sensible, il faut noter que ces mauvaises conditions peuvent produire de mauvaises estimations de pente, conduisant à une déviation dans la reconstitution des lignes de crête.

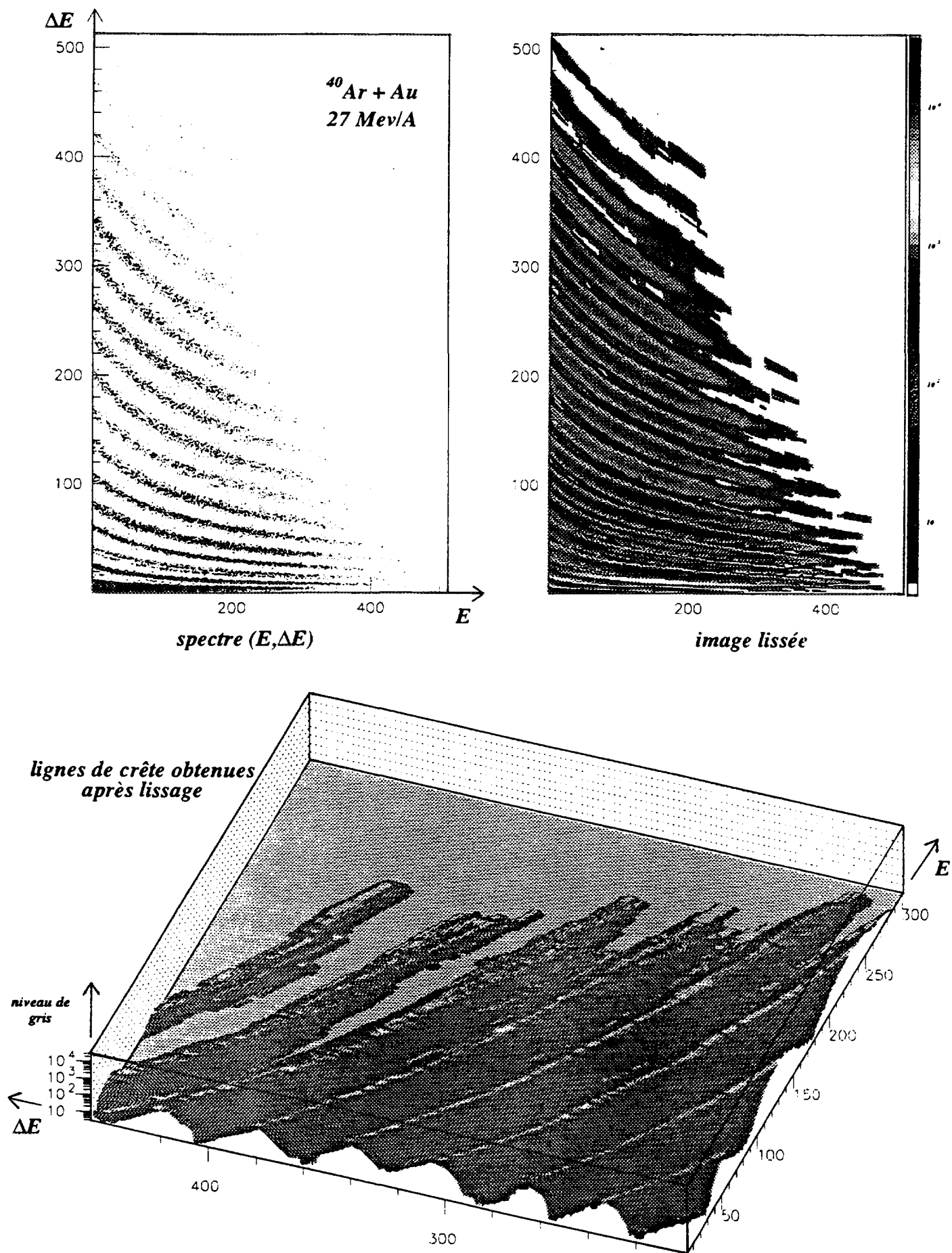


Figure III.2 : résultat du lissage directionnel (fig. extraite de [BENK94]).

De manière à améliorer l'évaluation des pentes et distances utilisées comme information à priori, les données des tables de perte d'énergie ont été remplacées dans un second temps par une fonctionnelle, étalonnée grossièrement en énergie, représentant les vraies lignes d'identification (voir plus loin : "ajustement des lignes de Z par une fonctionnelle"), et obtenue sur un module de la couronne étudiée, à l'issu d'une première série d'identifications utilisant les tables de pertes. On peut en effet estimer que sur une même couronne d'INDRA, les CsI et Si, et par conséquent les matrices énergie ΔE -E ont des caractéristiques suffisamment proches pour permettre d'adopter les lignes de Z d'un des modules comme base de référence approximative commune aux autres modules de la couronne.

La différenciation.

Le différenciation au second ordre permet de localiser la position des points de crête. Elle est effectuée par filtrage, généralement avec une fonction 2D. Dans notre cas, puisque nous disposons à priori de l'information orientation des lignes de crête, cette fonction est ramenée à 1D selon l'axe ΔE et appliquée colonne par colonne en suivant les pentes des lignes de Z, permettant ainsi de diminuer sensiblement les temps de calculs nécessaires au filtrage.

La fonction filtre de différenciation qui a été adoptée est la dérivée seconde d'une gaussienne. Elle constitue en effet une approximation convenable du filtre optimal pour des contours de type crête, en créneau. On peut le constater sur la figure III.3, présentant cette fonction (adaptée en largeur) accompagnée de la fonction de contour crête (type ligne) et du filtre optimal associé. Elle a la forme suivante :

$$f(x) = A \left(1 - \frac{x^2}{\sigma^2} \right) \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right).$$

La largeur d'application σ du filtre de différenciation est fixée sur l'espacement des lignes de Z, en prenant une fraction de la distance interligne locale, puisque la largeur vraie des lignes n'est pas connue.

Chaque colonne du spectre est projetée sur l'axe ΔE . Le filtrage de différenciation au second ordre s'effectue sur chacun des spectres monodimensionnels $S(E)$ ainsi obtenus en les convoluant avec la fonction filtre f , comme suit :

$$S_{\text{filtré}}(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x) f(x_0-x) dx .$$

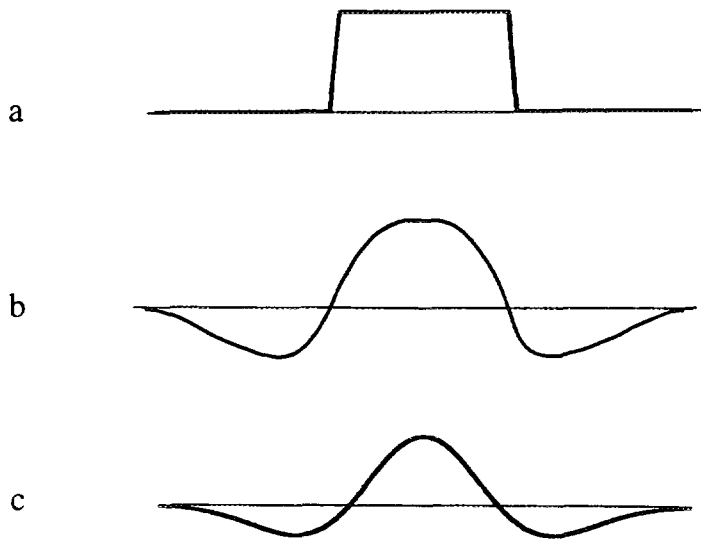


Figure III.3 : *coutour crête de type ligne (a), fonction filtre optimale associée (b) et fonction dérivée seconde d'une gaussienne utilisée comme filtre détecteur de crêtes (c).*

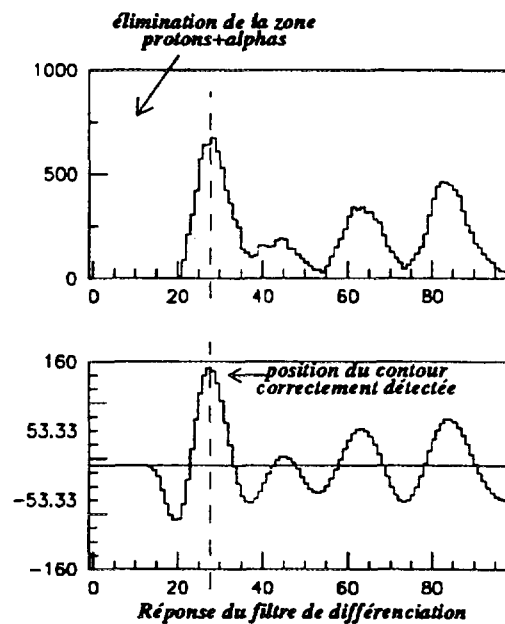


Figure III.4 : *spectres projection $S(E)$ de deux colonnes d'énergie CsI différentes, et les réponses $S_{\text{filtré}}(E)$ associées du filtre de différenciation (voir texte); figure extraite de [BENK94].*

Le spectre de convolution $S_{\text{filtré}}$ a pour particularité de présenter un maximum à chaque crête, comme le présente la figure III.4. Ainsi regroupés, tous les extréma obtenus pour toutes les colonnes de la matrice, on dispose de l'ensemble des points de crête.

Il est à remarquer que les zones correspondant aux lignes de $Z = 1$ et $Z = 2$ (extraites par identification CsI rapide+k*Si grand gain-CsI lent - voir plus loin) ont été préalablement retranchées de la matrice ΔE -E. En effet, les particules légères ont un fort poids statistique, et comme leurs lignes sont très proches de la ligne $Z=3$, leur présence perturbe la détection de cette dernière lors du filtrage par différenciation.

Le seuillage.

Pour s'affranchir au maximum de la détection de faux points de crête, il est nécessaire d'imposer un seuil à la fonction de réponse du filtre de différenciation, de manière à ne retenir que les extréma d'amplitude significatives, donc les points de crêtes soutenus par une statistique conséquente. Sinon, le filtre serait amené à identifier comme points de crête un point ou un groupe de quelques points isolés, et cela d'autant plus probablement qu'ils se situent près d'une zone de forte statistique, comme dans le cas d'accumulations éparses néanmoins parasites au voisinage de lignes de Z .

Pour ce faire, il a été choisi d'appliquer un seuil fixe.

Le chaînage.

À ce niveau, du spectre physique nous avons obtenu un ensemble plus compact de points de crête dessinant les lignes de Z . Le chaînage consiste à lier les points appartenant à une même ligne de Z , grâce à des critères de proximité guidés par l'orientation locale des lignes de Z (pentes issues des tables de perte d'énergie).

La numérotation.

La numérotation a pour but d'attribuer à chaque ligne de crête le numéro atomique qui lui est associé. Pour cela, il faut disposer d'une ligne de référence. Nous avons choisi d'utiliser comme référence la ligne des alphas (pour les $Z = 2$), ligne fournie par l'identification

CsI rapide+k*Si grand gain-CsI lent (voir plus loin). À partir de cette ligne de référence, la numérotation s'effectue en remontant de ligne en ligne, donc de Z en Z, avec l'aide des données de distances interlignes.

Un exemple de résultat de la recherche de lignes de crête sur Si grand gain-CsI et Si petit gain-CsI est donné dans les figures III.5a et III.5b respectivement. On peut y remarquer que la connaissance à priori des pentes de lignes de Z nous a permis de guider correctement les lignes de crête, même à travers des nuages de points parasites tels ceux observés en haut du spectre de la figure III.5b. Néanmoins, comme on peut l'observer en haut à droite de ce spectre, une ligne peut s'avérer incorrecte (la plupart du temps à la limite des spectres). Elle n'est alors pas prise en compte dans le traitement qui suit : on décide de la retrancher du spectre des lignes de crête.

L'ajustement des lignes de Z par une fonctionnelle.

Il est apparu plus pratique de synthétiser les lignes de Z par des expressions analytiques les décrivant le plus fidèlement possible, avec une fonctionnelle de la forme $\Delta E = f(E, Z)$, où Z peut être non entier. Une fois adaptée aux lignes de Z reconstituées, la fonctionnelle permet de décrire l'ensemble des lignes de la matrice, en résolvant en Z, quel que soit le couple (E, ΔE), l'équation $\Delta E - f(E, Z) = 0$.

En effet, avoir à mémoriser tous les points des lignes de Z précédemment identifiées imposerait d'avoir à manipuler un ensemble de gros fichiers informatiques, de plusieurs mégaoctets. Mais en plus et surtout, la fonctionnelle revêt l'avantage de pouvoir extrapoler les lignes de crête dans des zones du plan (E, ΔE) où ces lignes n'ont pas pu être déterminées, faute d'une statistique suffisante.

Une étude préliminaire avait été menée [STE91] qui visait à reproduire au mieux le réseau de lignes de Z dans les matrices du type signal rapide-signal total des assemblages phoswich (voir plus loin), avec un type particulier de fonctionnelles, non issu de considérations physiques. Ce type a été adapté dans le cas des matrices ΔE -E Si-CsI, donnant la forme suivante :

$$\Delta E_{Si} = A(Z) + \frac{B(Z)}{E_{CsI} + C(Z)}, \text{ où } A, B, C \text{ sont des polynômes de degré 3 en } Z.$$

Cette fonctionnelle contient 12 paramètres à ajuster. Le premier terme est sensé reproduire la valeur asymptotique constante que prend chaque ligne de Z, à haute énergie CsI. Quant au second terme, il permet de décrire, pour chaque Z, l'accroissement rapide de ΔE aux faibles valeurs de E.

Néanmoins, nous avons constaté que cette fonctionnelle à 12 paramètres ne parvenait pas à reproduire sur toute la gamme de Z la forte remontée des lignes qui apparaît lorsque E décroît vers les plus basses valeurs, comme le révèle la figure III.6a. Le désaccord est particulièrement sensible pour les deux premières couronnes Si-CsI, c'est-à-dire là où l'on a une large gamme de lignes de Z à basse énergie CsI.

Pour corriger cet effet, nous avons décidé d'ajouter un troisième terme à la fonctionnelle, qui prend alors la forme suivante :

$$\Delta E_{Si} = A(Z) + \frac{B(Z)}{E_{CsI} + C(Z)} + \frac{D(Z)}{E_{CsI}^2 + E(Z)}, \text{ où } D \text{ et } E \text{ sont proportionnels à } Z^4,$$

conduisant à un total de 14 paramètres. Ce troisième terme, en $1/E^2$, de portée limitée aux plus basses énergies CsI, renforce la remontée apportée par le deuxième terme, en $1/E$, moins brusque et de plus longue portée. L'amélioration apportée à basse énergie est visible sur la figure III.6b.

Il est à noter que modifier la fonctionnelle à 12 paramètres en remplaçant simplement le second terme par le nouveau, ou E_{CsI} par E_{CsI}^2 , aurait conduit à un mauvais comportement à moyenne énergie CsI. Le troisième terme s'imposait.

Le résultat de l'ajustement avec la fonctionnelle à 14 paramètres, pour un module de la couronne 2, est présenté sur les figures III.7a et III.7b, respectivement pour le grand gain et le petit gain du silicium. À l'image de ce que l'on observe pour ce module, nous avons vérifié que l'accord obtenu est très satisfaisant, quelque soit le module, la couronne ou le système impliqués.

Il est à remarquer que la ligne des alphas utilisée comme référence dans la numérotation des lignes de crêtes a été aussi introduite comme ligne de $Z=2$ de manière à contraindre un peu plus l'ajustement de la fonctionnelle pour les petits Z .

Enfin, de par la forme de la fonctionnelle, l'équation $\Delta E - f(E,Z) = 0$ n'a pas de solution analytique. Par conséquent, la résolution en Z est effectuée numériquement pour chaque couple $(E, \Delta E)$.

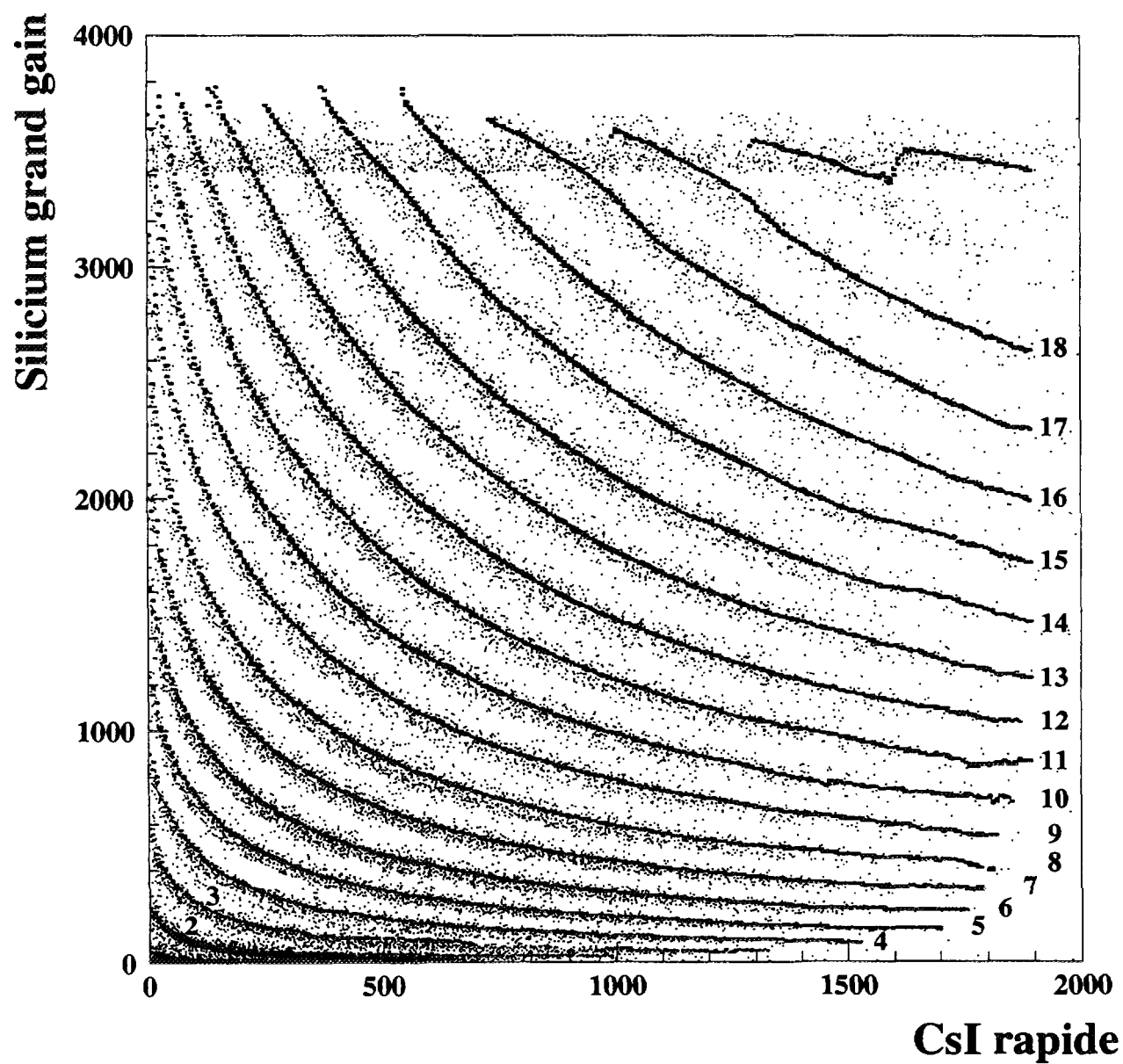


Figure III.5a : résultat de la recherche des lignes de crête (trait gras numérotés selon le Z de la ligne associée) sur une matrice Si grand gain - CsI (couronne 3, Xe + Sn).

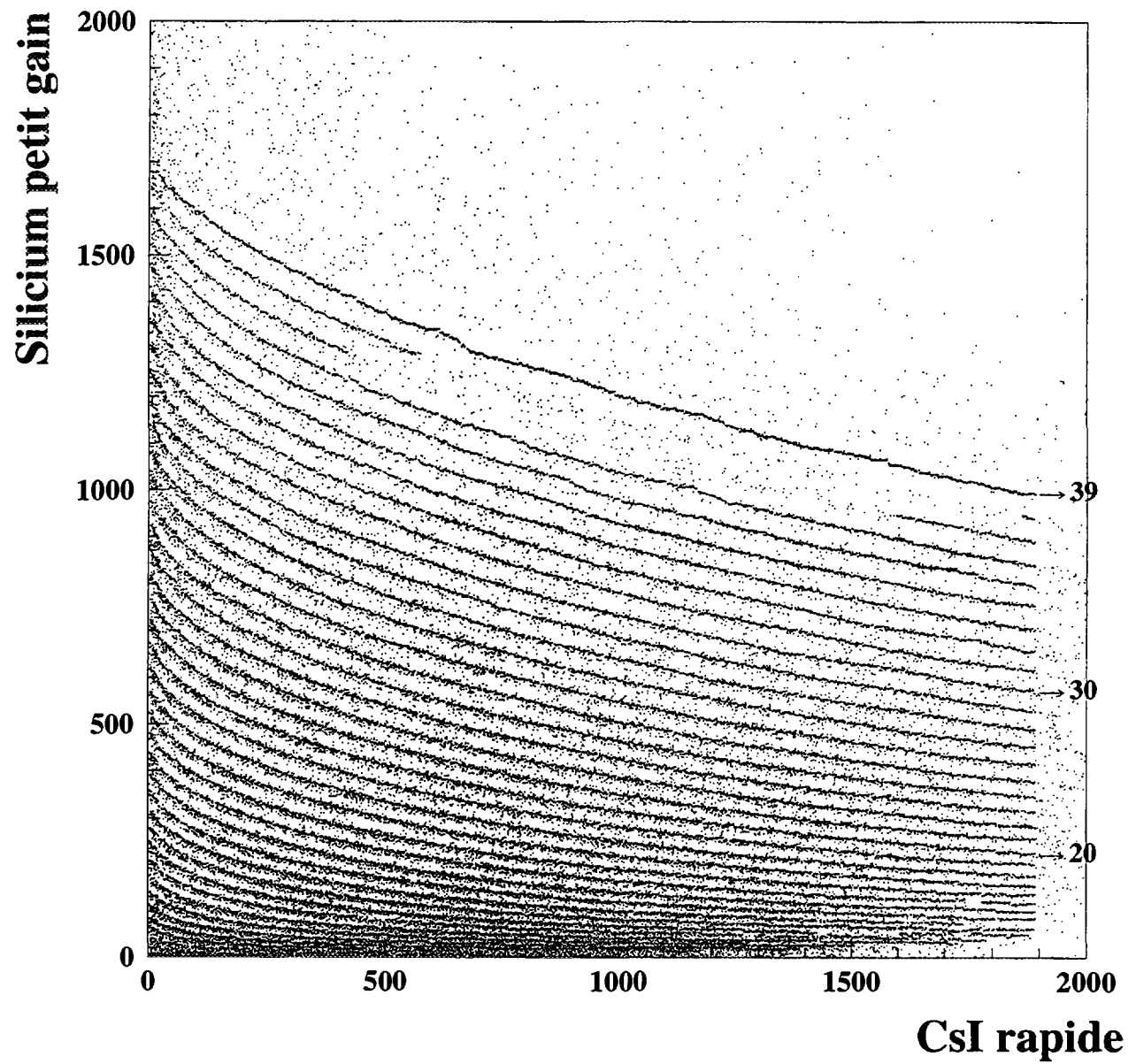


Figure III.5b : idem figure III.5a, avec le petit gain du silicium.

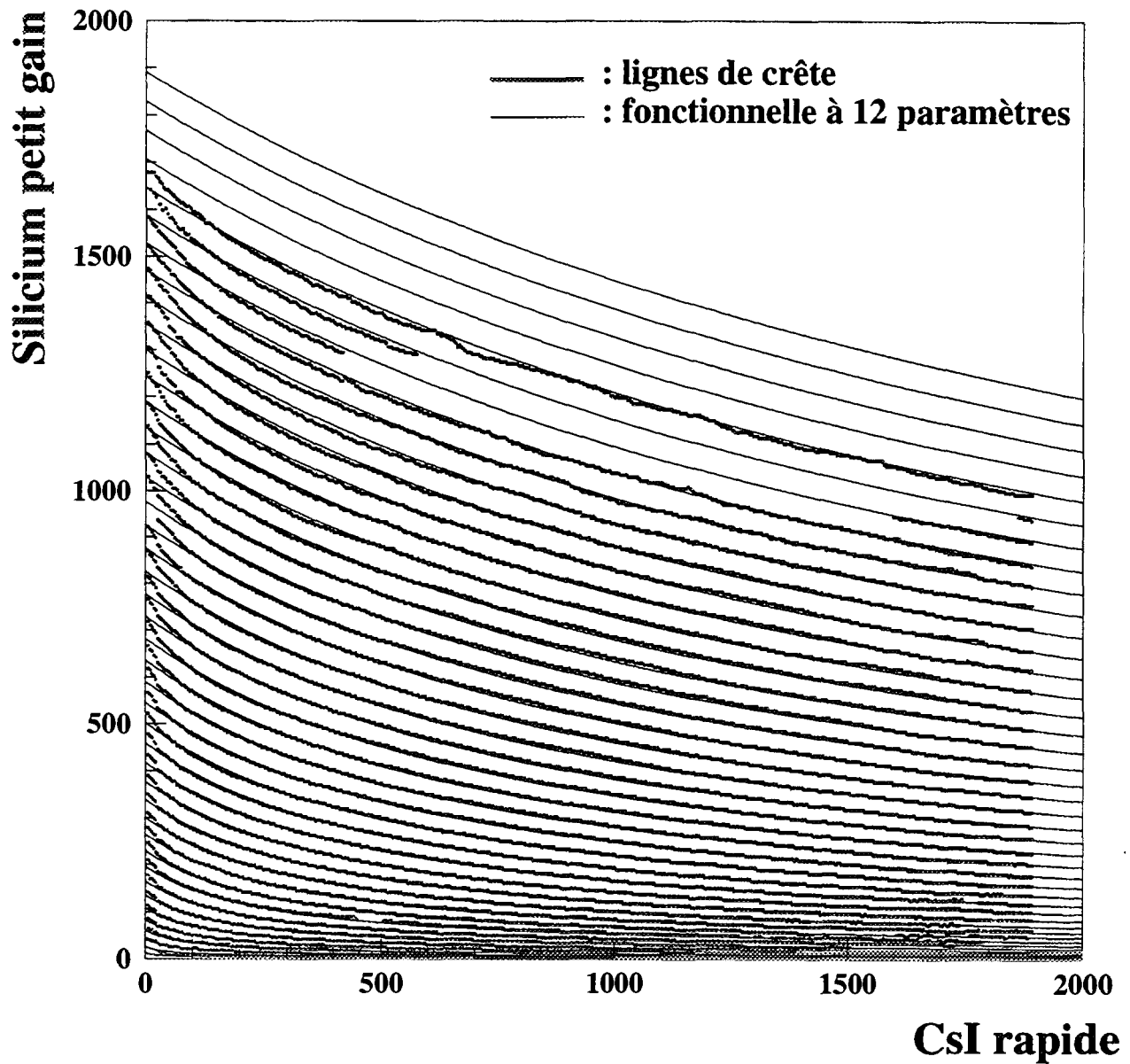


Figure III.6a : résultat de l'adaptation de la fonctionnelle à 12 paramètres (trait fin) sur les lignes de crête (trait gras) issues de la matrice de la figure III.5b. L'accord n'est pas bon à basse énergie CsI.

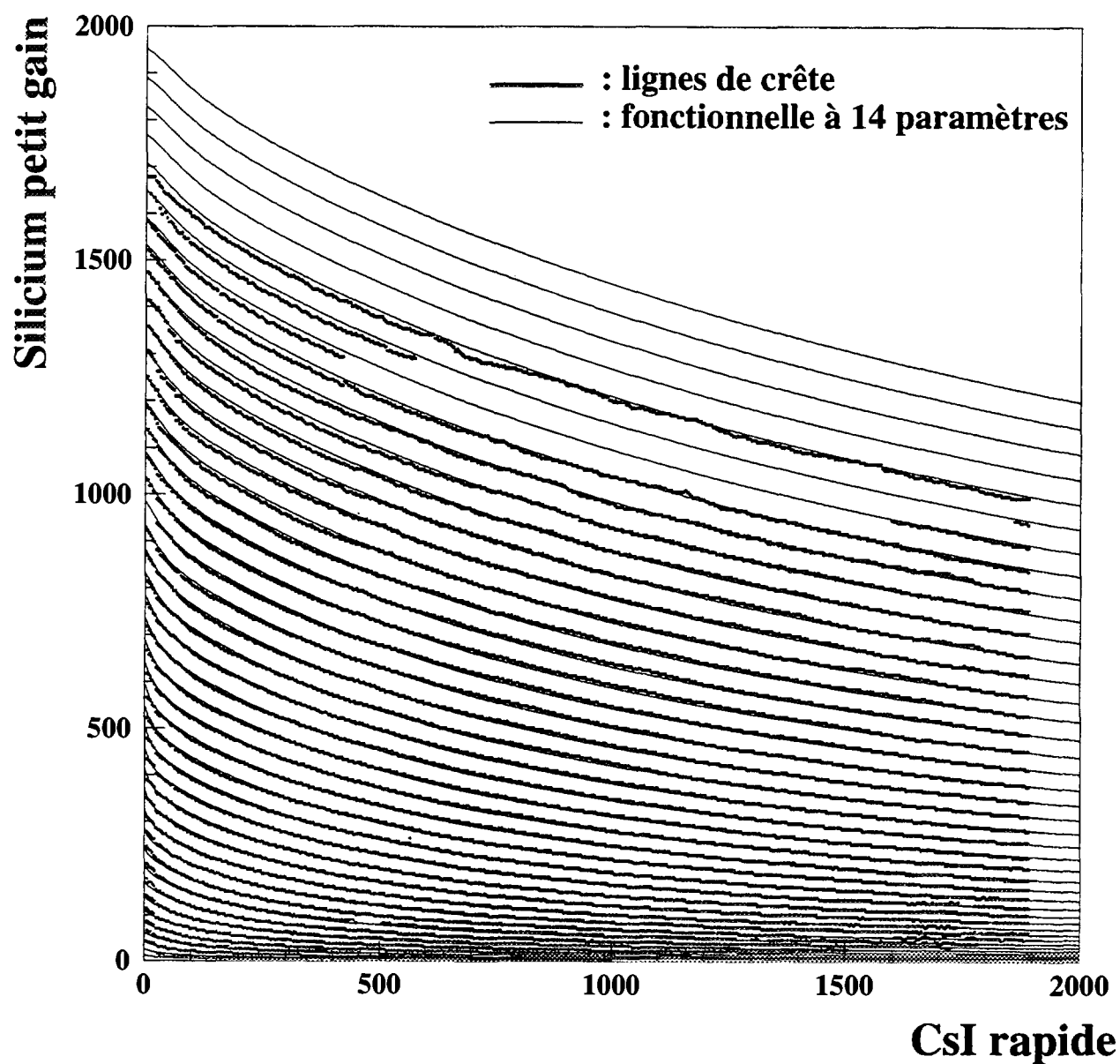


Figure III.6b : résultat de l'adaptation de la fonctionnelle à 14 paramètres (trait fin) sur les lignes de crête (trait gras) issues de la matrice de la figure III.5b. L'accord est maintenant convenable à basse énergie CsI.

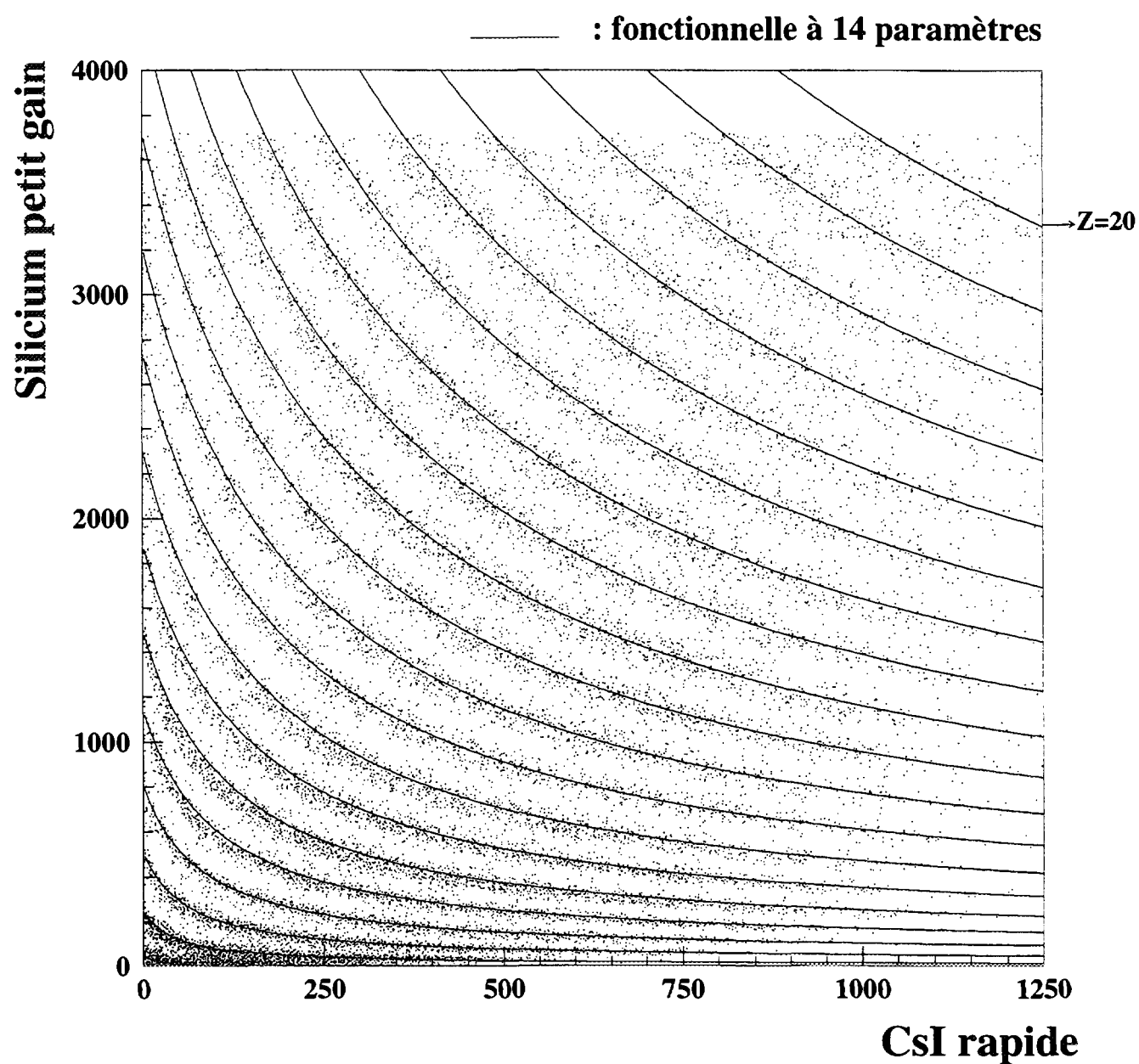


Figure III.7a : résultat de l'ajustement avec la fonctionnelle à 14 paramètres, pour un module de la couronne 2 (Xe + Sn), avec le silicium grand gain.

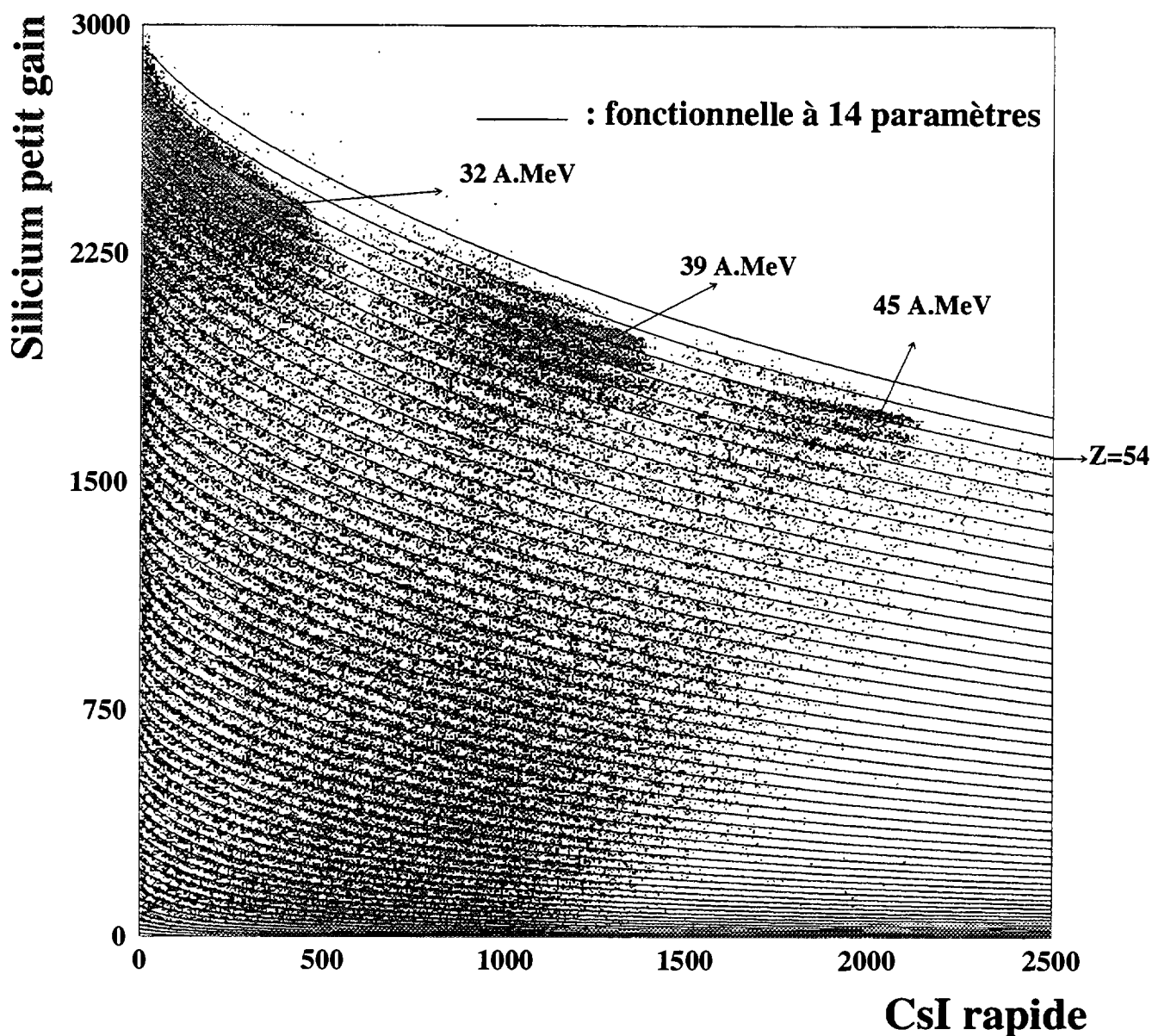


Figure III.7b : idem figure III.7a avec le silicium petit gain. La matrice résulte de la superposition des données de Xe + Sn à toutes les énergies étudiées (25, 32, 39, 45, 50 A.MeV). Le jeu de paramètres utilisé pour la fonctionnelle représentée ici est celui obtenu pour 25 et 32 A.MeV (deux autres jeux ont été constitués avec le système Xe + Sn : pour 39 A.MeV, et pour 45 et 50 A.MeV)

Performances obtenues.

L'identification automatique des lignes de Z utilisant des techniques de traitement de l'image 1D et 2D s'est montrée efficace et rapide (de l'ordre d'une minute pour une matrice, sur station VAX 4090).

Pour sa mise en oeuvre, il est apparu qu'une estimation grossière des paramètres d'étalonnage, à 20 % près, en utilisant l'étalonnage des alphas pour chaque module, suffisait. De plus, il a été possible d'accroître les performances de la méthode en tirant les informations de pente et de distance à partir de matrices physiques identifiées en Z. Enfin, l'adaptation d'une fonctionnelle à 14 paramètres est apparue particulièrement précise pour reproduire l'ensemble des lignes de Z de chaque matrice, avec la propriété intéressante de prolonger de manière raisonnable les lignes de Z vers des zones de très faible statistique, de relier correctement les lignes interrompues, et de pouvoir être extrapolées pour quelques Z au-dessus de la dernière ligne identifiée par la recherche de lignes de crête. Elle a aussi la propriété intéressante de lisser le comportement en E et Z du réseau de lignes de crête obtenues en première étape, minimisant ainsi les effets de variation de position des points de crête suivant la statistique, ou même suivant le système ou l'énergie de faisceau considérés.

L'identification des lignes de Z a été effectuée de $Z = 3$ jusqu'à $Z = 64$, avec une résolution bien meilleure qu'un demi Z, sur toute la gamme d'énergie CsI. Ceci est illustré sur la figure III.8. Jusqu'à $Z = 41$, les fonctionnelles ont été obtenues indépendamment du système et de l'énergie.

Pour finir, il reste à noter un point encore non expliqué. Comme on peut le constater sur la figure III.7b, dans le cas du système Xe+Sn, sur la couronne 2, les pics élastiques et inélastiques, associés aux différentes énergies de faisceau, ainsi que les événements quasi-élastiques, ne se rassemblent pas exactement sur une même ligne, bien qu'appartenant au même Z. Il apparaît clairement que ces portions de "lignes de Z" décrites par les pics élastiques, et inélastiques dans une moindre mesure, ne s'alignent pas, en déviant de manière atypique, dans le sens d'un excès d'énergie Si, au voisinage des pics, par rapport à l'allure générale des lignes de Z que reproduit la fonctionnelle.

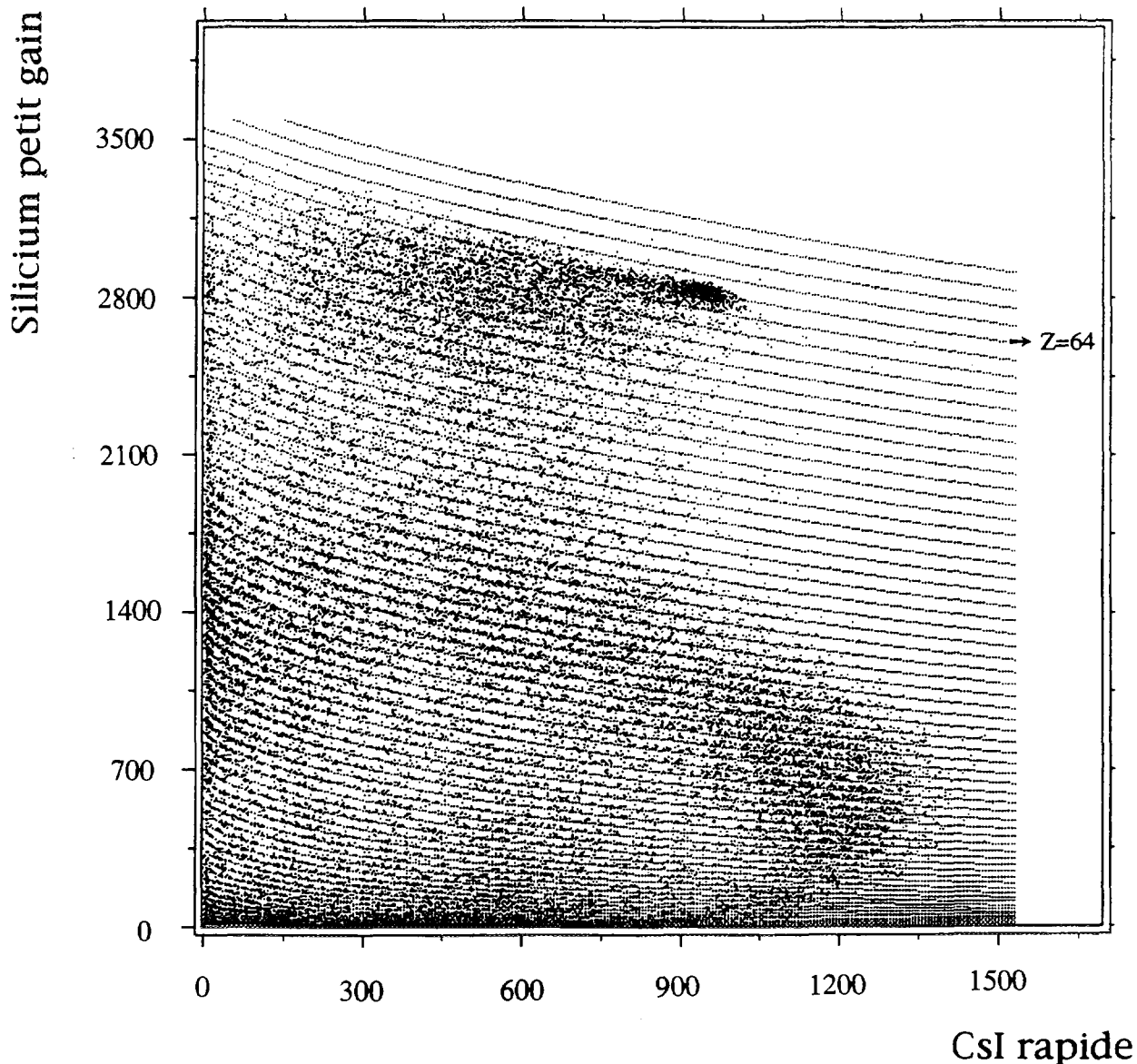


Figure III.8 : *superposition du spectre Si petit gain - CsI rapide et des lignes d'identification des lignes de Z, pour un module de la couronne 3, avec le système Gd + U à 36 MeV/A.*

Bien que diverses tentatives d'explication aient été avancées (effet lié à la zone plasma dans le silicium, effet lié à la distribution isotopique d'un Z donné), aucune explication n'est à ce jour satisfaisante. Une pièce supplémentaire à ce puzzle vient des données obtenues avec un faisceau de Ni entre 32 et 90 A.MeV lors de la deuxième campagne de mesures. Cet effet de discontinuité n'apparaît non plus comme avec le faisceau de Xe à partir des $Z \geq 41$, mais à partir des $Z \approx 20$! Il semble donc que ce phénomène soit dépendant de la valeur de la charge du projectile et, en particulier, que la présence dans la matrice d'un pic de diffusion élastique ayant un fort taux de comptage soit nécessaire à l'apparition de cette distorsion. Une origine

liée à l'électronique utilisée semble probable, bien que l'explication n'ait pas encore été donnée.

Pour surmonter cette difficulté, des jeux de paramètres différents pour les différentes énergies Xe + Sn étudiées ont été utilisés au-delà de $Z = 41$.

2.d- Identification dans les chambres d'ionisation, les phoswichs, identification des particules légères.

Identification avec les chambres d'ionisation.

Pour les couronnes 2 à 9, elle s'effectue avec les couples de détecteurs ChIo-Si, et, au-delà, avec les ensembles ChIo-CsI. La figure III.9 présente les deux types de matrices correspondantes, sur lesquelles on peut constater d'une part que les Si apportent une résolution de bonne qualité, et d'autre part que la dynamique en Z est beaucoup moins grande pour les angles arrière, principalement parce que peu de fragments lourds sont émis à l'arrière pour les systèmes que nous avons étudiés.

L'identification se fait sur des matrices telles que celles présentées sur la figure III.9, résultant de la sommation des spectres de tous les modules d'une même couronne sur une série d'enregistrements. Pour permettre cette superposition, il faut renormaliser tous les spectres en les convertissant en énergie, à partir des paramètres d'un étalonnage primaire. Les détails de cette méthode sont expliqués dans [NAL96].

Identification avec les phoswichs.

De même que pour les matrices Si-CsI des couronnes avant, les matrices d'identification phoswich signal rapide-signal total couvrent une très grande dynamique en Z et en énergie, avec une résolution en Z légèrement moins bonne que pour les couples Si-CsI. Une telle matrice est représentée sur la figure III.10.

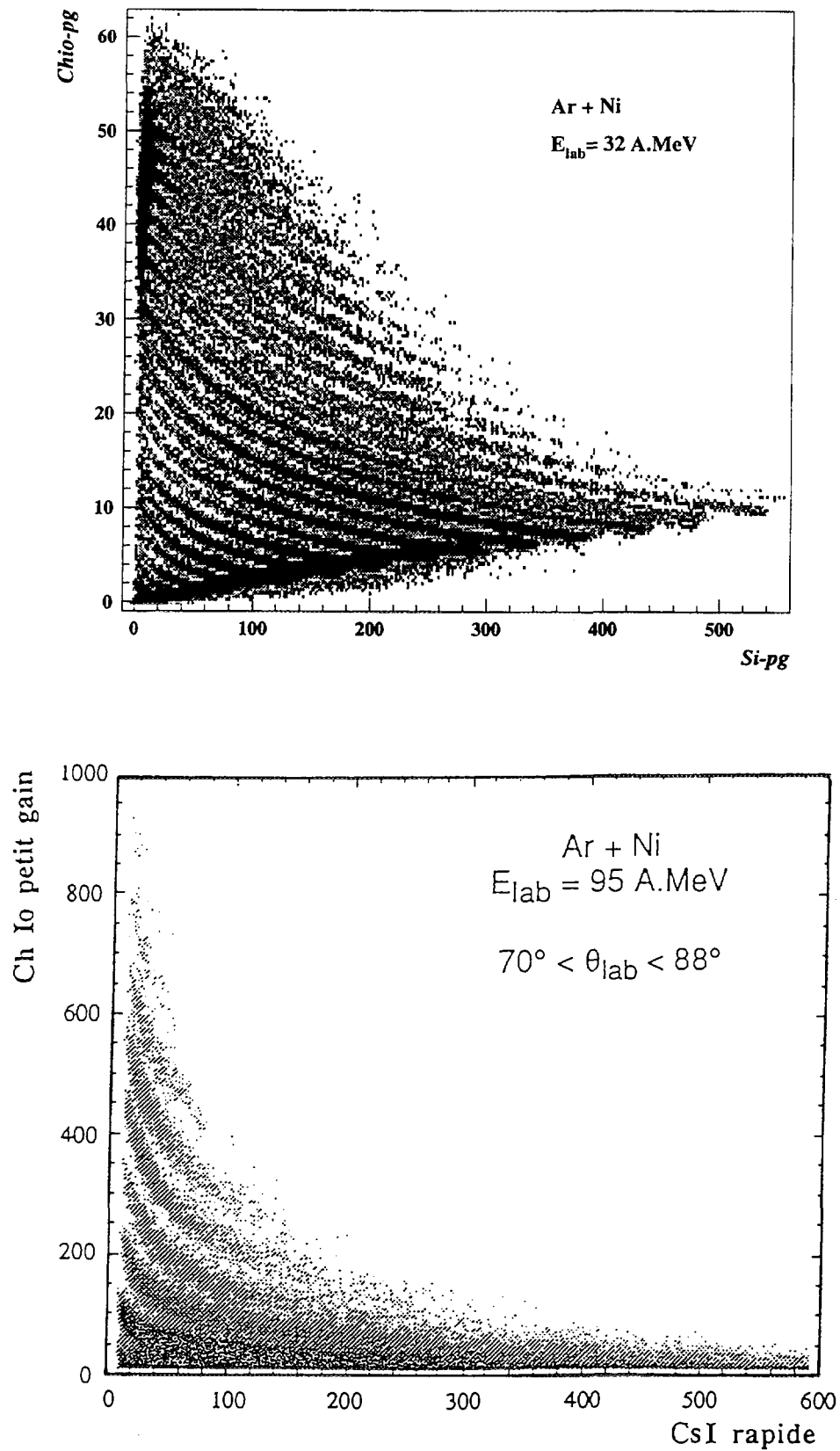


Figure III.9 : matrices d'identification $Chlo$ petit gain - Si petit gain (en haut) et $Chlo$ petit gain - CsI rapide (en bas), pour le système $Ar + Ni$.

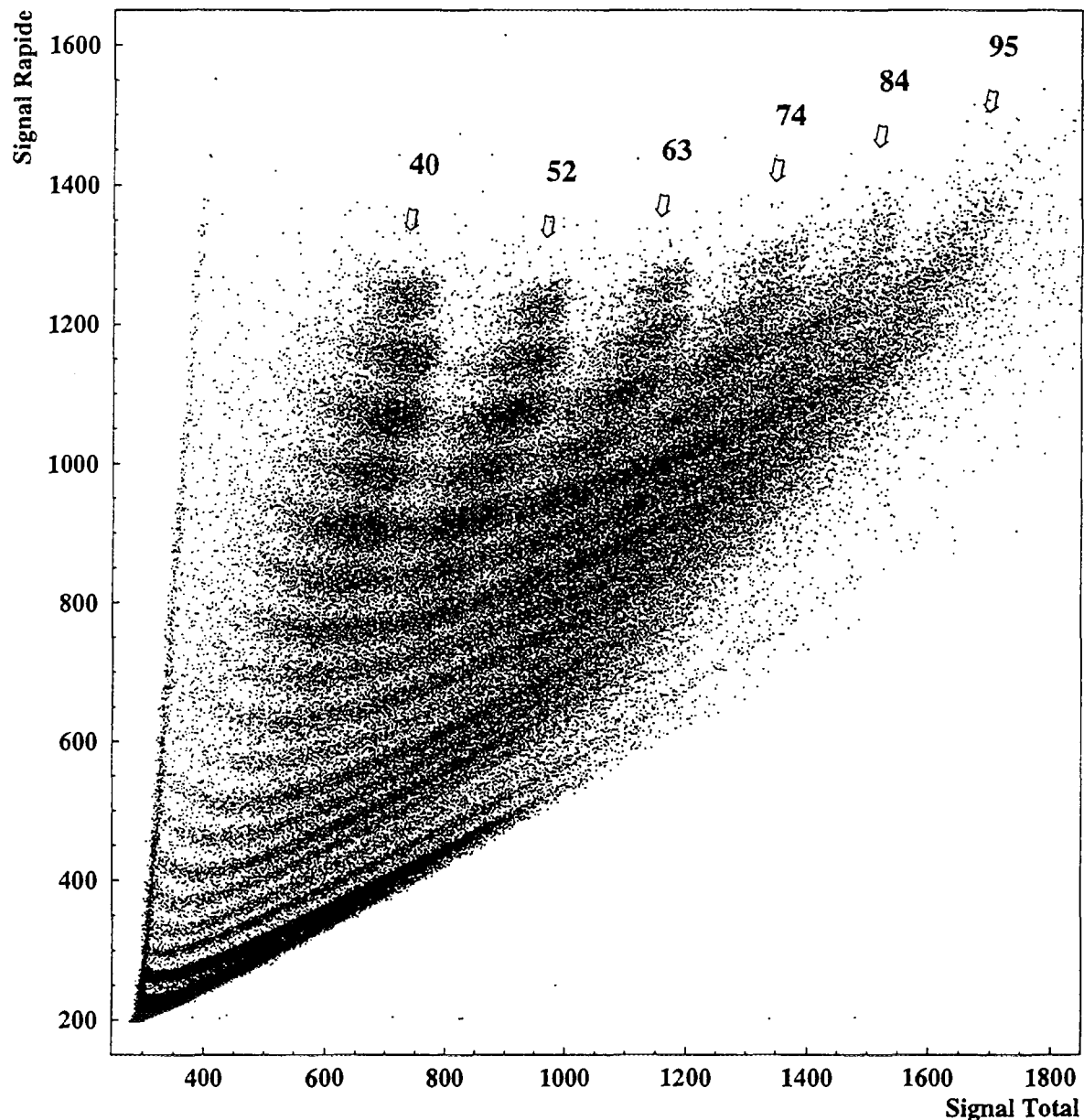


Figure III.10 : matrices d'identification phoswich signal rapide-signal total, pour le système Ar + KCl avec la superposition de toutes les énergies de faisceau (40, 52, 63, 74, 84 et 95 A.MeV) constituant les différents groupements de points.

La méthode d'identification qui a été adoptée est analogue à celle utilisée en Si-CsI. Elle s'applique module par module, en superposant plusieurs enregistrements renormalisés, puis en recherchant les lignes de crête par un simple filtrage qui se ramène à une série de différenciations 1D au premier ordre, et, enfin, en ordonnant ces lignes et en les ajustant avec une fonctionnelle adaptée (cf. [MÉT95]).

Identification des particules légères.

Les particules légères sont identifiées dans les CsI, à partir des composantes rapide et lente. Comme l'illustre figure III.11a, les matrices correspondantes permettent de séparer en charge et en masse les différents isotopes qui se répartissent sur des lignes distinctes, jusqu'à $Z = 4$. Cette séparation est excellente à grande énergie. À basse énergie ($E/A \leq 10$ A.MeV), seule une identification en Z est obtenue.

Néanmoins, lorsque les CsI sont précédés d'un silicium (c'est le cas pour les couronnes 2 à 9), il est préférable d'identifier dans la représentation CsI rapide+ k *Si grand gain-CsI lent, où k est un paramètre de gain [BENL95a, BENL95b]. Une telle matrice est représentée sur la figure III.11b, accompagnée de la distribution isotopique qui est en extraite. Ce genre de représentation a l'avantage de séparer remarquablement les lignes isotopiques à basse énergie, contrairement à la matrice CsI rapide-lent.

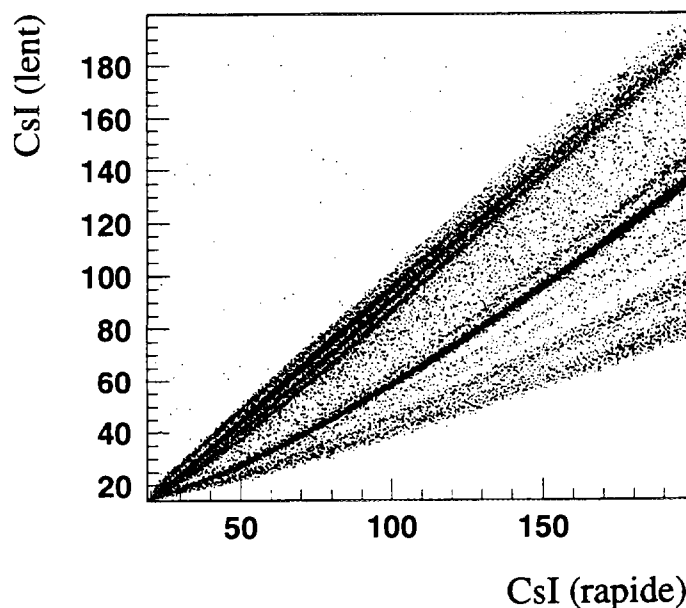


Figure III.11a : *matrice d'identification CsI lent - CsI rapide*

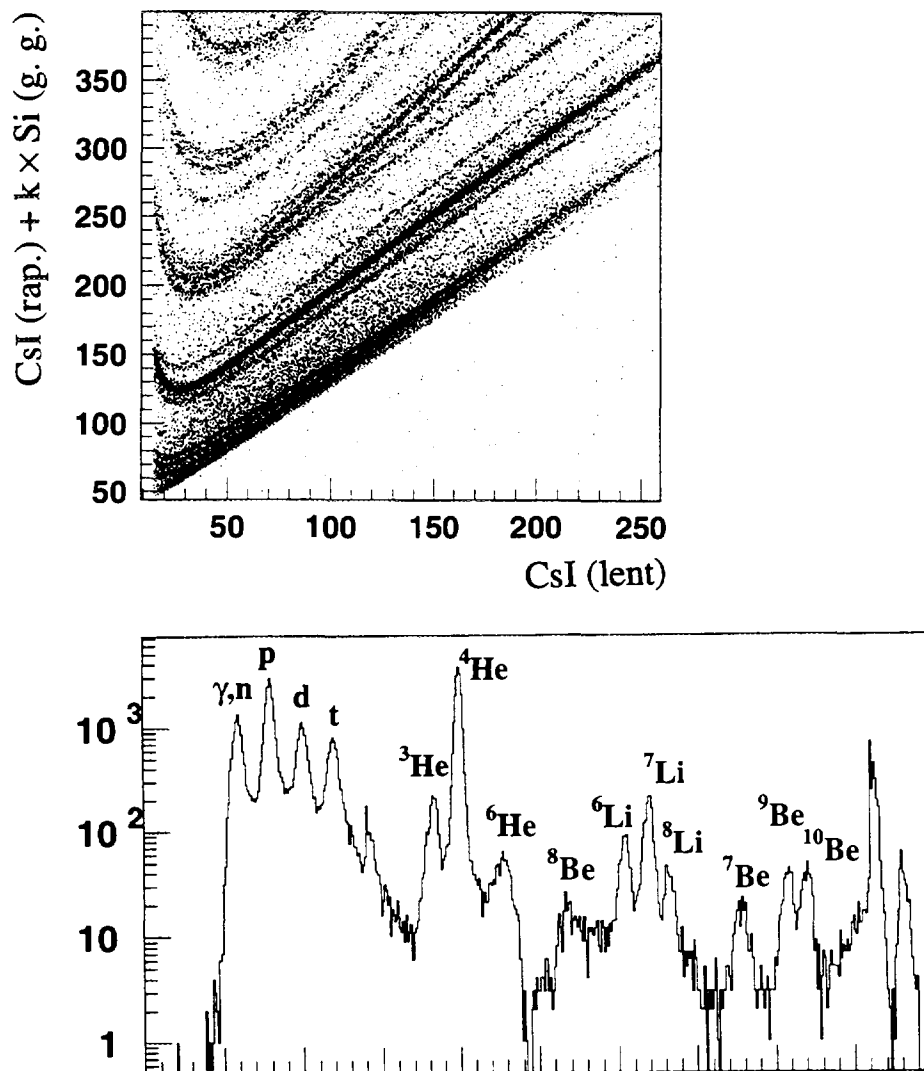


Figure III.11b : matrice d'identification CsI rapide+ $k \times$ Si grand gain-CsI lent, et distribution isotopique issue de l'identification associée [BENL95a].

3- L'ÉTALONNAGE EN ÉNERGIE.

3.a- Introduction.

L'étalonnage en énergie est une tâche importante. Il doit être opéré sur tous les détecteurs, pour toutes les particules légères et tous les fragments lourds.

Cet étalonnage dépend fortement de la nature du détecteur, de sa géométrie, des conditions physiques qui lui sont appliquées (température, tension électrique, pression, etc.), de la nature de la particule, et du domaine en énergie abordé. Dans le cas d'un multidétecteur 4π tel qu'INDRA, et vue la multiplicité des angles et des types de détecteurs, il est bien évident que plusieurs méthodes d'étalonnage sont à utiliser, parfois en combinaison, pour obtenir des informations redondantes et ainsi permettre en mariant ces informations d'améliorer la précision de l'étalonnage. Toutes ces méthodes doivent être mises en oeuvre sans avoir à démonter des détecteurs. Par la suite, nous exposons ici brièvement les trois méthodes adoptées pour INDRA.

3.b- Diffusion élastique et quasi-élastique.

Cette première méthode permet d'étalonner en particules légères les phoswichs (cf. [MÉT95]) et les CsI (cf. [MAR95] pour l'étalonnage des particules légères dans les couronnes 2 à 9), et en fragments lourds les siliciums (cf. [OUA95] pour l'étalonnage des Si avant, et [ÉCO95] pour l'étude des défauts d'ionisation dans les Si) et les chambres d'ionisation (cf. [NAL96]), et ce pour presque tous les angles.

Pour l'étalonnage en particules légères, elle consiste à utiliser un faisceau secondaire de particules légères issues d'une cible de production située en aval du cyclotron CSS2, et analysé en Bp à la sortie du spectromètre "alpha". Pour l'étalonnage sur les fragments lourds, il s'agit d'employer un faisceau d'ions lourds lents (quelques MeV/A) provenant directement du cyclotron CSS1. Ces faisceaux sont conduits dans INDRA pour diffuser sur une cible. Les diffusions élastiques et quasi-élastiques ainsi produites permettent d'obtenir, sur un large domaine angulaire (jusqu'à $\theta \approx 45^\circ$), des spectres en énergie avec des pics d'énergie parfaitement définie. La perte d'énergie dans la cible, dans les feuilles de mylar des chambres d'ionisation et dans les différents étages de détection, calculée à l'aide d'un code de simulation permet alors de remonter à la relation "énergie (MeV) - canal" pour chaque étage de détection.

3.c- Méthode ΔE -E.

Cette méthode vise à établir la relation "énergie (MeV) - canal" dans les chambres d'ionisation et les siliciums, en deux temps :

1- à l'aide des générateurs d'impulsion, on obtient la relation "tension générateur (mV) - canal"; cela permet aussi de vérifier la linéarité de cette correspondance sur toute la gamme de canaux.

2- la relation "énergie (MeV) - tension générateur (mV)" est ensuite obtenue pour quelques points d'énergie connue, avec :

- source de particules alpha de basse énergie (source de thoron $^{212}\text{Bi}/^{212}\text{Po}$, avec 2 pics résolus, entre 6 et 9 MeV);

- des faisceaux de particules légères (p, d, t, ^3He , α) évoqués précédemment ne sont utilisés que les alphas pour les siliciums : quant au reste, les particules légères, trop énergétiques, ne déposent généralement pas assez d'énergie dans le silicium ou la chambre d'ionisation pour permettre d'étalonner ces détecteurs;

- faisceaux lourds de basse énergie en diffusion élastique: Ar, Ni, Xe sur cible d'or, entre 7 et 9 MeV; et les mêmes, plus énergétiques, issus des expériences "physiques", pour les détecteurs situés à l'avant (sous l'angle d'effleurement, couronnes 2 et 3).

Cette relation est déterminée :

- en ΔE : pour les chambres d'ionisation avec gaz.
- en E : pour les siliciums, avec ou sans gaz dans les chambres d'ionisation, ce qui permet de mesurer "directement" ΔE (MeV) de la chambre d'ionisation une fois le silicium calibré.

Étant donné que les pertes d'énergie dans le mylar et le gaz sont petites, l'énergie silicium est très bien connue en corrigeant des pertes ΔE_{mylar} , ΔE_{gaz} , et ΔE_{cible} à l'aide de programmes de perte d'énergie.

3.d- Méthode par comparaison de spectres sur une même couronne.

Pour l'étalonnage des CsI arrière, la méthode par diffusion n'est pas ou peu utilisable. En effet, outre que les particules de diffusion sont peu nombreuses à ces angles, elles y sont émises à faible vitesse, déposant ainsi trop peu d'énergie dans les chambres d'ionisation pour permettre une détermination précise de l'énergie résiduelle dans le CsI. Cela a amené à adjoindre un télescope étalon sur un des modules de chaque couronne 10 à 17 constitué d'un silicium dopé au lithium de 2 mm d'épaisseur, et d'un silicium de 80 μm d'épaisseur. Ces détecteurs Si 80 μm et Si(Li) sont calibrés à l'aide d'une source alpha et des générateurs d'impulsions. D'autre part, étant donné que leur épaisseur a été précisément mesurée avant leur montage sur INDRA, les énergies des particules ayant un parcours égal à cette épaisseur sont parfaitement déterminées par les tables de perte d'énergie. Sur une matrice $\Delta E(\text{Si})E(\text{CsI})$,

ces énergies correspondent à des rebroussements des lignes de crête, et permettent de disposer de points en absolu à grande énergie. Le reste de la couronne CsI est étalonné à son tour, par comparaison des spectres CsI avec celui obtenu dans le module contenant le télescope étalon.

- IV -
SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES
ET COMPARAISON AUX MODÈLES

Ce chapitre est divisé en deux parties. Dans la première partie (A), après avoir présenté les conditions expérimentales et les résultats bruts de l'expérience Xe + Sn à 50 A.MeV, nous développons la sélection des collisions les plus centrales. D'abord à travers les critères de complétude, ensuite par une analyse en fonction de la variable angle de flot. Nous montrerons que cela nous permet de sélectionner des collisions conduisant à la formation d'une source équilibrée. Nous déterminerons sa taille, et son énergie d'excitation. Nous présenterons également les observables qui caractérisent la production de fragments (distribution en charge, énergies cinétiques moyennes). Nous discuterons enfin les points communs et les différences entre les résultats obtenus par notre méthode de sélection, et ceux obtenus à l'aide du moment de Fox d'ordre 2 [FOX78, MAR95].

L'ensemble très complet des données expérimentales permet d'opérer des contraintes sévères sur les modèles théoriques. Dans la deuxième partie (B) de ce chapitre, ces observables sont confrontées aux prédictions d'un modèle de multifragmentation statistique (MMMC - code de Berlin [GRO90]). Nous montrons que ce modèle ne permet pas d'expliquer les énergies cinétiques moyennes des fragments, y compris lorsqu'une composante d'énergie de rotation est incluse. Dans un deuxième temps, nous comparons les caractéristiques expérimentales de la source émettrice avec celles obtenues par un modèle dynamique (BNV [COL92]) à partir de la voie d'entrée, nous permettant d'éclairer le mécanisme de sa formation, ainsi que de caractériser un mouvement collectif d'expansion radiale auto-similaire.

-A-

SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES.

NEXT PAGE(S)
left BLANK

1.- CONDITIONS EXPÉRIMENTALES.

L'expérience a été effectuée avec un faisceau de ^{129}Xe , à 50 A.MeV d'énergie de bombardement, sur une cible de $^{\text{nat}}\text{Sn}$ de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. De façon à minimiser le taux d'empilements, il a été choisi de maintenir le faisceau à l'intensité relativement basse de 0,4 nAe. La fréquence d'acquisition des événements était de 200 par seconde, avec un taux de temps mort de 20%. Près de $8,5 \cdot 10^6$ événements ont été enregistrés, pendant environ 18 heures de faisceau. Le déclenchement de l'acquisition (cf. II.5) a été configuré de telle manière que seuls les événements de multiplicité de déclenchement supérieure ou égale à 4 pour l'ensemble du détecteur ont été retenus (hormis quelques enregistrements de contrôle effectués à un niveau de déclenchement minimal, c'est-à-dire pour une multiplicité supérieure ou égale à 1).

Au cours de cette expérience, INDRA était dans sa configuration intégrale. La pression de gaz C_3F_8 appliquée dans les chambres d'ionisation était de 30 mbar pour les couronnes 2 à 7, et de 20 mbar pour les couronnes 8 à 17.

2.- PRÉSENTATION DES RÉSULTATS GÉNÉRAUX.

2.a- Premiers bilans.

Avant d'engager toute étude des collisions centrales, il est important de s'assurer que l'efficacité de détection d'INDRA permet de disposer de suffisamment d'information, que l'intégrité des événements résultant n'est que très peu altérée.

Comme première approche, nous pouvons discerner qualitativement les différents mécanismes de réaction en présence ainsi que les effets dominants apportés par le détecteur, à travers l'étude cinématique présentée sur la figure IV.1. Cette figure représente la charge des fragments de masse intermédiaire (FMI, de $Z \geq 3$) en fonction de leur vitesse calculée dans le référentiel du laboratoire. Au premier abord, nous pouvons remarquer la large gamme de fragments qu'INDRA est en mesure de détecter, comme nous l'avons exposé au chapitre III.

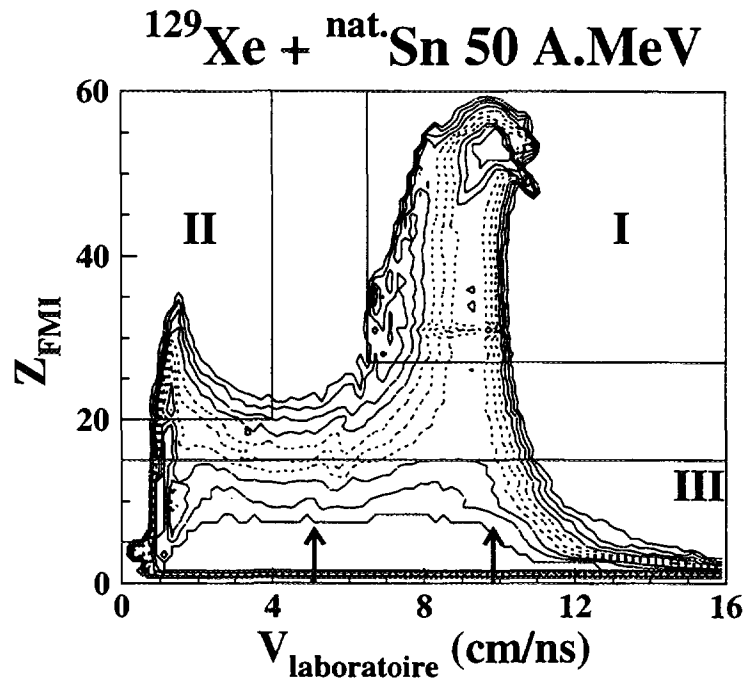


Figure IV.1 : charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse dans le référentiel du laboratoire, obtenus dans les événements mesurés avec INDRA dans la réaction $^{129}\text{Xe} + \text{nat. Sn}$ à 50 A.MeV.

Les deux flèches indiquent la vitesse du projectile (9,82 cm/ns) et la vitesse du centre de masse (5,1 cm/ns). Nous remarquons qu'une structure d'événements binaires est prépondérante, avec la présence de deux régions séparées de distribution en vitesse. Plus en détails, nous pouvons remarquer à travers cette représentation 3 zones distinctes :

- la zone I, où les fragments ont des vitesses et des tailles proches de celles du projectile ($Z=54$). Ils constituent les résidus lourds du quasi-projectile résultant des collisions les plus périphériques.

- la zone II, qui est associée à des fragments de faible vitesse sur une large gamme de charge de fragment. Elle correspond elle aussi aux fragments issus des collisions les plus périphériques, mais avec les résidus de la quasi-cible. Néanmoins, nous remarquons ici que nous n'obtenons pas un îlot similaire à celui de la zone I, qui aurait dû se former autour de la charge de la cible ($Z=50$). Ceci est imputable aux seuils de détection d'INDRA qui ne permettent pas de détecter les fragments lourds les plus lents, vu leur faible vitesse de recul dans ce type de mécanisme. Ceci implique que dans les collisions périphériques, le résidu de la quasi-cible est perdu la plupart du temps. Néanmoins, nous verrons par la suite que ce handicap de détection affecte moins les collisions plus centrales, plus dissipatives.

- la zone III, caractérisée par une distribution de fragments de petites et moyennes tailles, sur une large gamme de vitesses, de part et d'autre de la vitesse du centre de masse. À ce niveau, nous pouvons les interpréter comme étant des fragments légers issus du quasi-projectile ou de la quasi-cible, des collisions semi-périphériques aux collisions les plus dissipatives. Ils peuvent aussi bien résulter de la désintégration d'une source intermédiaire ou de fusion de vitesse nulle dans le centre de masse, formée dans les collisions les plus centrales.

À ce point, nous avons vérifié qu'une coupure en multiplicité totale ne constitue pas un moyen simple de sélectionner les collisions les plus centrales, où nous attendons une perte du caractère binaire. Cette méthode souvent appliquée [voir par exemple BOW92], est basée sur des simulations montrant la corrélation entre le paramètre d'impact et la multiplicité : plus le paramètre d'impact est petit, plus la collision est violente, plus la multiplicité est élevée. Elle consiste à ne garder que les événements de multiplicité totale supérieure à une valeur fixée. Cette valeur est préalablement déterminée en correspondance avec un paramètre d'impact réduit donné $b_{\text{réduit}} = b/b_{\text{max.}}$ (où $b_{\text{max.}} \approx 12$ fm avec Xe + Sn, avec des considérations purement géométriques) , par la formulation suivante :

$$b_{\text{réduit}} = \left[\int_{M_c}^{\infty} \frac{dP(m_c)}{dm_c} dm_c \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1),$$

où $\frac{dP(m_c)}{dm_c}$ est la distribution en multiplicité totale de particules chargées, et M_c la multiplicité associée au paramètre d'impact réduit $b_{\text{réduit}}$.

Sur la figure IV.2, nous avons appliqué ce critère en requérant un paramètre d'impact réduit minimum de 0,2. En se référant à la formule (1), il correspond à une multiplicité minimum de 34 dans la distribution en multiplicité totale (figure IV.2a). Nous constatons sur la matrice $Z_{\text{FMI}} - V_{\text{lab.}}$ (figure IV.2b) que cette coupure ne permet pas de faire disparaître le caractère binaire des collisions qui reste prépondérant, avec la persistance d'une structure en vitesse proche de celle du projectile. Elles sont certes très dissipatives : le plus gros fragment détecté est en moyenne de beaucoup plus petit que le projectile, et une large gamme de vitesses sont éloignées de la vitesse du projectile. Mais nous n'avons toujours pas obtenu les collisions les plus extrêmes, celles où la mémoire de la voie d'entrée est totalement perdue, c'est-à-dire celles où on attend une production de fragments piquée autour de la vitesse du centre de masse. Par ailleurs, appliquer une coupure plus sévère n'est pas réaliste compte tenu de la forte décroissance de la distribution des multiplicités pour les plus grandes valeurs, et donc d'une très forte sensibilité aux fluctuations en multiplicité.

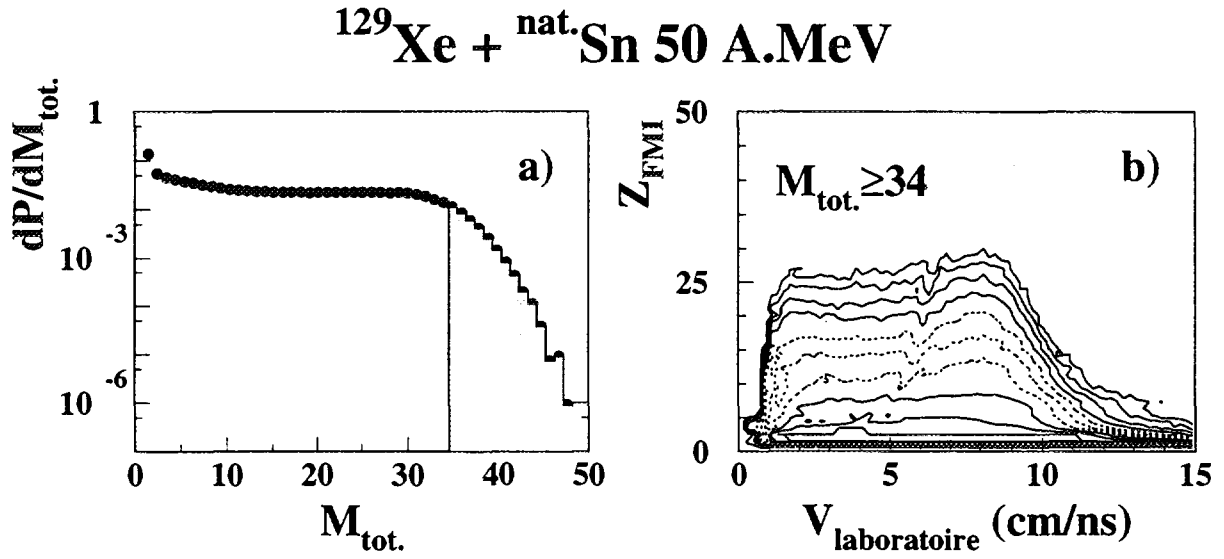


Figure IV.2 : *a* : coupure (zone grisée, $M_{\text{tot.}} \geq 34$) dans la distribution en multiplicité totale, correspondant à des événements de paramètre d'impact réduit minimum de 0,2; *b* : les événements ainsi sélectionnés dans la représentation de la figure IV.1.

2.b- Critères de complétude.

De cette première approche, on conclut qu'il est impératif de travailler avec des événements complets, de manière à s'affranchir au maximum de l'influence du détecteur, et d'avoir un contrôle sur la topologie des événements. Pour cela, il est utile de considérer les charges totales et impulsions totales collectées dans chaque événement. Sur la figure IV.3, nous avons représenté le rapport P_z/P_{initiale} de l'impulsion totale parallèle (à l'axe z du faisceau) sur l'impulsion initiale du projectile, en fonction de la somme des charges (Z_{total}), collectées pour chaque événement.

P_z/P_{initiale} est obtenu ainsi :

- à partir des énergies ($E_{\text{lab. } i}$), des charges (Z_i) et des masses (A_i) mesurées pour chaque particule i de l'événement, on calcule

$$P_z = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i (v_z^{\text{lab.}})_i$$

où $M_{\text{tot.}}$ est la multiplicité totale,

$$\text{avec } V_{\text{lab.},i}^{\text{lab.}} = \sqrt{\frac{2E_{\text{lab.},i}^{\text{lab.}}}{A_i}}.$$

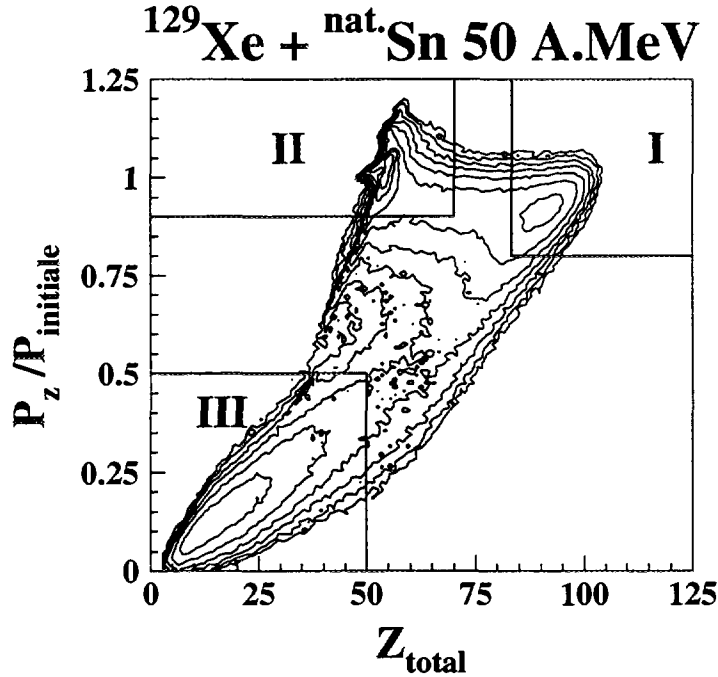


Figure IV.3 : rapport P_z/P_{initiale} de l'impulsion totale parallèle sur l'impulsion initiale du projectile, en fonction de la somme des charges (Z_{total}), des événements $^{129}\text{Xe} + \text{nat. Sn}$ à 50 A.MeV.

Il est à noter que la masse A_i des particules légères est directement extraite de l'identification, et que celle des fragments est estimée à partir de la formule de masse, avec l'hypothèse que ces derniers sont dans la vallée de stabilité. Cette hypothèse est justifiée pour les collisions périphériques où les faibles dépôts d'énergie d'excitation ne modifient que peu la distribution en isospin des quasi-projectiles. Par contre, il n'existe que peu ou pas de données concernant la distribution isotopique des fragments produits dans les collisions violentes. Il est couramment admis que ces fragments sont émis chauds, et qu'après désexcitation, il se situent dans la vallée de stabilité.

$$\bullet P_{\text{initiale}} = 54 * V_{\text{Xe}}^{\text{laboratoire}}, \text{ où } V_{\text{Xe}}^{\text{laboratoire}} = 9,829 \text{ cm/ns}.$$

Sur la figure IV.3, on distingue 3 zones :

* la zone I où on observe un îlot situé autour de 90% de la charge totale initiale, et autour de 92% de l'impulsion totale initiale. On peut estimer avoir recueilli dans cette zone des événements quasi-complets : avec au moins 80% de la charge et de l'impulsion initiales

collectées. Ils correspondent à 7,2% des événements issus des enregistrements déclenchés en multiplicité totale supérieure ou égale à 1.

* la zone II correspondant aux événements où l'on a collecté plus de 80% de l'impulsion totale, mais dont la charge totale n'excède pas 70. L'îlot formé est centré autour de la charge du quasi-projectile. Ce sont ces événements peu dissipatifs où l'on a perdu la quasi-cible (cf. zone II de la figure IV.1).

* la zone III où ne figurent que les événements où l'on a détecté moins de 50% de l'impulsion et de la charge totales. Ils sont associés aux événements périphériques et semi-périphériques dont on n'a détecté ni le quasi-projectile (sa direction d'émission coïncidant avec la zone morte à l'avant) et ni la quasi-cible.

Concernant la symétrie d'émission autour de l'axe du faisceau, notons qu'INDRA la reproduit correctement, comme l'ont montré des travaux précédents [MAR95, NAL96]. En effet, aucune dissymétrie n'apparaît dans les distributions d'impulsions dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.

Dans le cadre de l'étude que nous allons mener par la suite, il est indispensable que nous requérions une grande fiabilité dans les événements que nous avons à analyser. De ce fait, nous avons choisi d'appliquer une sélection **sur chaque événement** par les **critères de complétudes** suivants :

- la charge totale détectée doit être supérieure ou égale à 80% de la charge totale initiale ($Z_{Xe+Sn}=104$).

- l'impulsion totale parallèle doit être supérieure ou égale à 80% de l'impulsion initiale (celle des projectiles de Xe).

Il n'a pas été nécessaire d'appliquer une borne supérieure en Z_{total} . En effet, les événements de $Z_{total} \geq 104$ correspondent à seulement $7 \cdot 10^{-5}$ fois le nombre total d'événements collectés en multiplicité de déclenchement supérieure ou égale à 4. Cette proportion reste à peu près la même parmi les événements centraux que nous avons sélectionnés par la suite. Le taux d'empilements d'événements est donc négligeable, et on peut estimer que, pour la grande majorité des événements, l'identification est correcte.

Examinons maintenant ces événements "complets" sur la figure IV.4 dans la même représentation que la figure IV.1. Nous remarquons que les critères de complétude ont permis d'exclure les événements associés aux collisions les plus périphériques, qui n'intéressent pas

la présente étude. En effet, les résidus lourds du quasi-projectile (Z et $V_{lab.}$ proches de 54 et 9,83 cm/ns respectivement) sont absents. De plus, l'asymétrie quasi-projectile - quasi-cible n'est plus aussi prononcée que précédemment (cf. zones I et II de la figure IV.1). Néanmoins, même s'il semble que les collisions les plus périphériques ont largement été éliminées par la sélection, il demeure une persistance prépondérante de la voie d'entrée avec la présence de fragments de grands Z à des vitesses proches de la cible et du projectile.

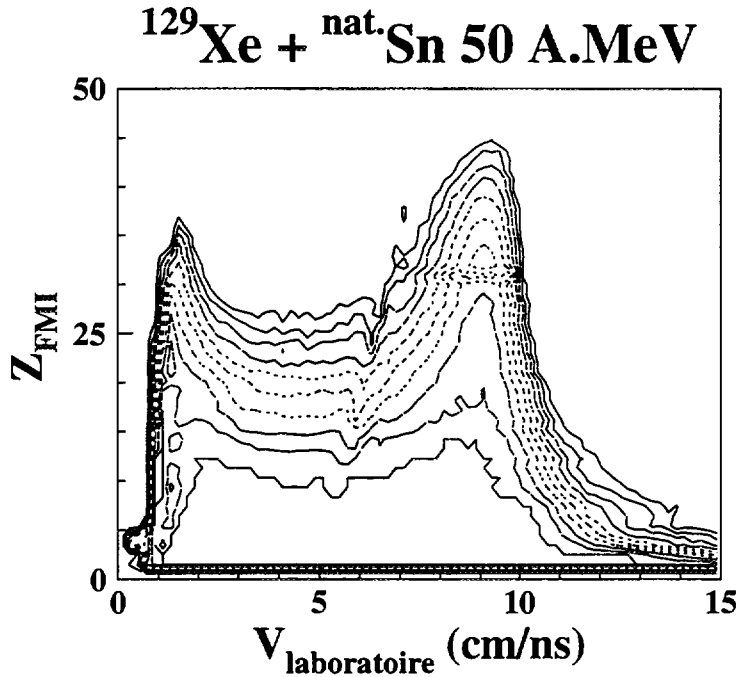


Figure IV.4 : événements "complets" ($Z_{tot.} \geq 80\% Z_{init.}$, $P_{z\ tot.} \geq 80\% P_{init.}$) dans la représentation de la figure IV.1

Pour illustrer ce propos, la figure IV.5 représente l'effet de la sélection en complétude, en terme des multiplicités totales, de fragments de masse intermédiaire (FMI - $Z \geq 3$), et de particules légères (PLC - particules légères chargées - $Z \leq 2$). Nous constatons que tout en ayant écarté les événements de multiplicité faible, nous avons conservé la plupart des événements des plus hautes multiplicités.

À ce stade de l'analyse, il est donc nécessaire d'appliquer une sélection supplémentaire pour discriminer les collisions les plus centrales.

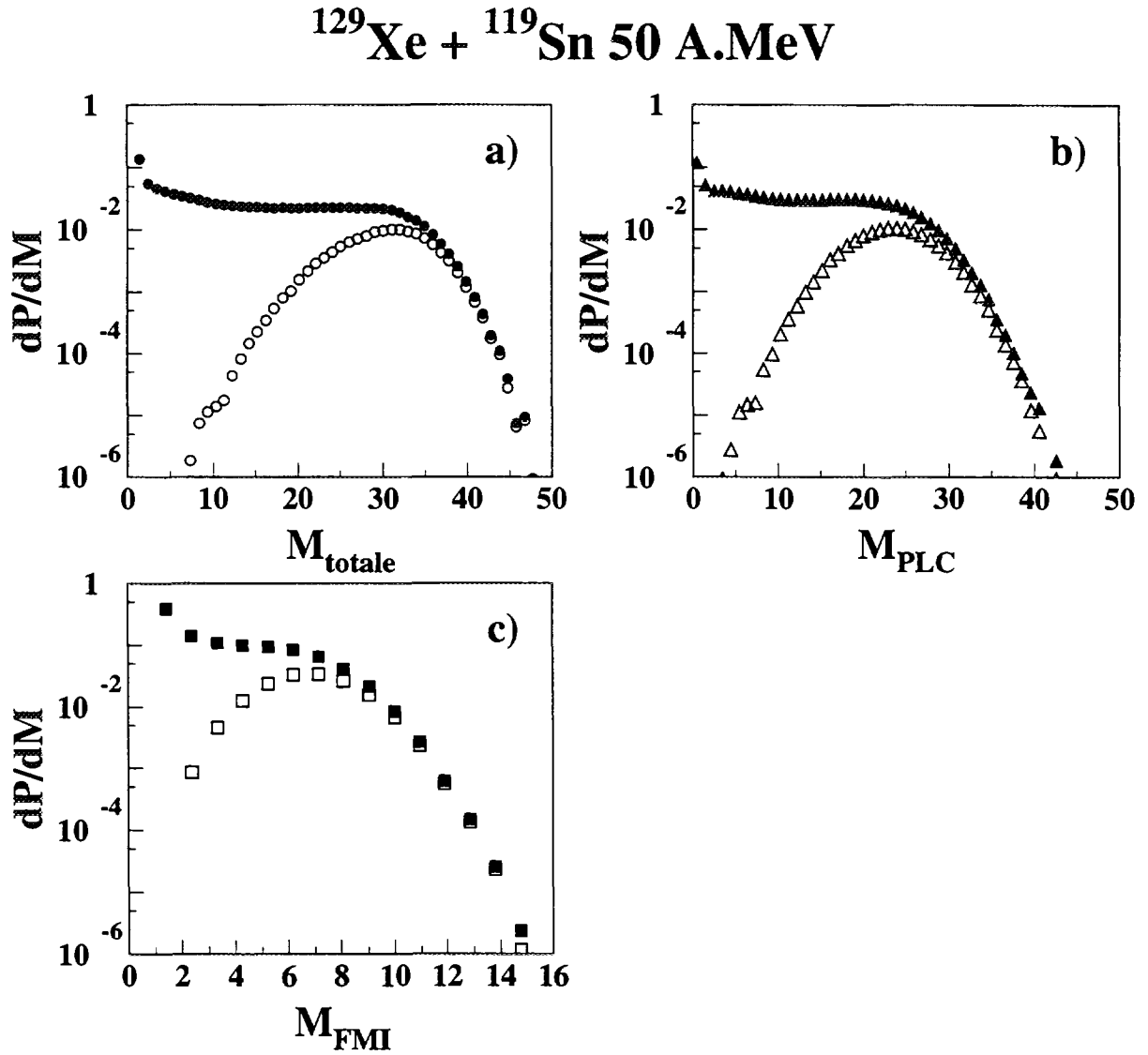


Figure IV.5 : distributions en multiplicité totale (a), en multiplicité de particules légères chargées (PLC - b), en multiplicité de fragments de masse intermédiaire (FMI - c), : pour tous les événements de $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 50 A.MeV (points noirs), et pour ces événements satisfaisant les critères de complétude (points blancs).

3- SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES.

3.a- Introduction.

Nous avons vu sur les distributions en multiplicité (fig. IV.5) et les matrices $Z_{\text{FMI}} - V_{\text{lab}}$ (fig. IV.4) que les événements complets peuplent une large gamme en dissipation, et

que, dans leur grande majorité, ils n'ont pas totalement perdu la mémoire de la voie d'entrée. De manière à sélectionner les événements qui nous intéressent, c'est-à-dire les plus centraux, il faut requérir qu'ils n'aient plus aucun axe privilégié d'émission des particules et des fragments. Cela passe par une analyse en variable globale de chaque événement.

De nombreuses tentatives ont été effectuées dans ce sens. Elles dépendent souvent du détecteur utilisé et de l'énergie de bombardement (influant sur la typologie des événements), comme le montrent les références [PET90, PHA92, PHA93]. Un travail antérieur [MAR95] a été développé autour de la sélection événement par événement en $H(2)$, moment de Fox et Wolfram d'ordre 2 [FOX78], qui a permis d'isoler les collisions centrales recherchées.

Néanmoins, malgré cette sélection très sévère, il a été observé une persistance de la mémoire de la voie d'entrée, à travers la présence de fragments d'une composante anisotrope localisés autour de la vitesse du projectile (appelés "*rémanents du quasi-projectile*"), malgré la caractérisation sans ambiguïté d'une source de fusion incomplète.

Hormis que cette sélection est difficile à appliquer dans les diverses simulations que nous abordons par la suite, la présence de fragments associés à une composante anisotrope qu'elle ne permet pas d'éliminer complètement n'est pas compatible avec une analyse soignée des corrélations entre particules et fragments que nous développerons au chapitre V. D'autre part, cette sélection ne conserve que certaines configurations : elle ne garde que celles qui sont presque purement sphériques, parmi l'ensemble des événements centraux qui est caractérisé par une distribution en $H(2)$ ayant une largeur naturelle. Enfin, du fait de la présence de rémanents, on n'a accès aux propriétés de la distribution en charge qu'en termes de valeurs moyennes, ce qui ne permet pas d'aborder les quantités fondamentales que sont les corrélations entre charges, comme par exemple les paramètres d'asymétrie à 2 ou 3 corps, ou le moment réduit d'ordre 2 (a_2 , a_3 , ou S_2 respectivement). Par conséquent, nous avons délibérément écarté la sélection en $H(2)$.

Nous avons été amené à utiliser une autre variable de sélection événement par événement : l'angle de flot. Nous en montrons par la suite les performances. Néanmoins, fondamentalement, les caractéristiques (taille, énergie d'excitation) de la source ainsi sélectionnée restent très voisines de celles obtenues avec le $H(2)$. En particulier, la principale conclusion demeure : une part majoritaire des particules et des fragments est émise de façon isotrope.

3.b- Sélection en angle de flot.

L'angle de flot (Θ_{flot}) est issu de l'analyse tensorielle basée sur la construction du tenseur des moments, qui donne des informations sur la forme de l'événement [CUG83], à **partir des impulsions des fragments de masse intermédiaire ($Z \geq 3$)**. Il s'exprime ainsi :

$$Q_{ij} = \sum_{v=1}^N \gamma p_i^{(v)} p_j^{(v)},$$

où $p_i^{(v)}$ est la i -ième coordonnée du vecteur impulsion du v -ième fragment dans le centre de masse des fragments, et où N est la multiplicité de fragments dans l'événement. Le facteur γ peut prendre différentes formes selon la traduction physique que l'on veut donner au tenseur :

- * $1/p$ pour une expression en terme de flux d'énergie;
- * $1/p^2$ en terme de distribution de fragments;
- * $1/2m$ en terme de moment.

Ce dernier cas est celui que nous choisissons pour notre analyse, parce que plus adapté à une caractérisation cinématique des collisions.

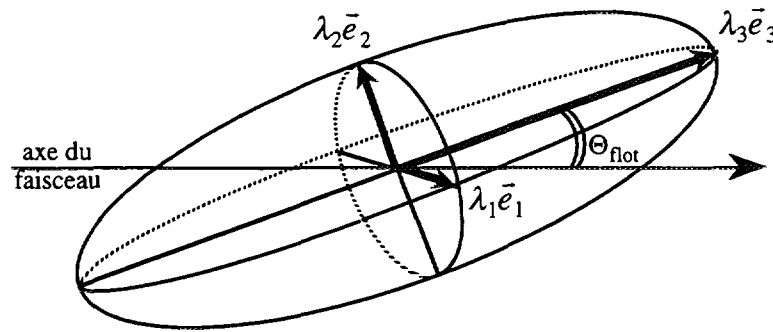


Figure IV.6 : schématisation de l'ellipsoïde des moments construit avec les FMI de l'événement, dont l'inclinaison du grand axe par rapport à l'axe de faisceau caractérise l'angle de flot (Θ_{flot}); les λ_i , et \vec{e}_i définissant les axes de l'ellipsoïde sont respectivement les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur des moments des FMI de l'événement.

Ce tenseur caractérise un ellipsoïde (figure IV.6) : ses valeurs propres (λ_i , ordonnées et dont la somme est normalisée à 1) en donnent la forme, et ses vecteurs propres (\vec{e}_i , normés et orthogonaux) en déterminent l'orientation. L'angle entre le grand axe de l'ellipsoïde et l'axe du faisceau est appelé l'angle de flot (Θ_{flot}). Il prend des valeurs comprises entre 0° et 90° .

Pour une désintégration isotrope d'une source associée aux collisions centrales, on s'attend à n'observer aucune direction privilégiée. Dans ce cas, la distribution en cosinus de l'angle de flot doit être uniforme. Pour les collisions binaires, il n'y a pas transformation complète de l'énergie cinétique relative initiale, les partenaires sont faiblement défléchis, et conservent une certaine mémoire de la direction initiale. Dans ce cas, on s'attend à n'obtenir que de petits angles de flot, comme le montrent les travaux effectués dans [AGO96] et [LEC96].

Pour illustrer notre propos, examinons la figure IV.7, représentant l'énergie transverse des particules ($Z = 1$ et 2) des événements complets en fonction de l'angle de flot.

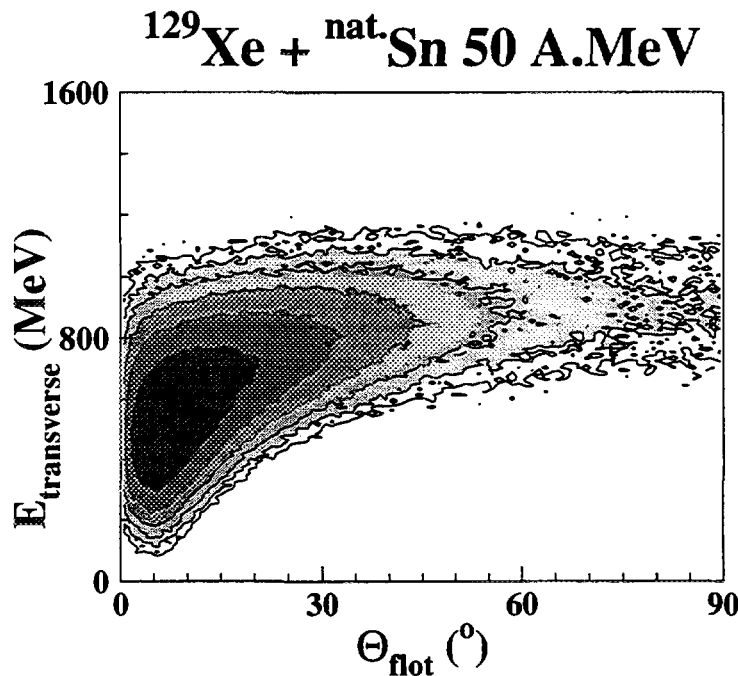


Figure IV.7 : événements complets : énergie transverse des particules ($Z = 1$ et 2) en fonction de l'angle de flot.

L'énergie transverse est obtenue en sommant les énergies associées aux vitesses perpendiculaires à l'axe du faisceau pour toutes les particules de l'événement. L'énergie transverse est souvent utilisée comme variable de classement des collisions en fonction de

leur violence [LUK96]. Plus la dissipation est grande, plus cette énergie est importante. Nous pouvons voir sur cette figure que les grands angles de flot sont associés uniquement aux plus grandes dissipations, dissipations qui semblent se stabiliser au-delà de 45° d'angle de flot. Donc, au-delà de 45° d'angle de flot, il y a homogénéité des mécanismes en termes de violence, l'énergie transverse ne les discrimine plus. Les petits angles de flots, quand à eux, correspondent à un large spectre d'énergies transverses. Ils sont associés à toute une gamme de mécanismes, majoritairement de type binaire, sur un grand domaine de dissipation. Cette figure montre aussi que l'énergie transverse est mieux adaptée à l'étude des collisions binaires. L'angle de flot, quant à lui, permet de séparer les événements binaires les plus dissipatifs des collisions les plus centrales.

Pour appuyer ce constat, nous avons étudié une série d'observables sélectionnées en fonction de l'angle de flot. Pour ce faire, nous avons défini quatre tranches en angle de flot, que nous notons :

- * Θ_1 pour $0^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 20^\circ$.
- * Θ_2 pour $20^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 45^\circ$.
- * Θ_3 pour $45^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 60^\circ$.
- * Θ_4 pour $60^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 90^\circ$.

Nous avons remarqué qu'environ 80% des événements se trouvent dans la tranche Θ_1 , mélangeant tous les types d'événements.

La figure IV.8 résume l'évolution de certaines caractéristiques des événements en fonction de l'angle de flot :

- les matrices charge - vitesse parallèle ($V_{//}$, projection sur le grand axe de l'ellipsoïde) des fragments dans le référentiel de l'ellipsoïde montrent que l'on a un régime où l'on retrouve les deux partenaires de la collision (situés autour de -4 cm/ns pour la quasi-cible, et autour de 4 cm/ns pour le quasi-projectile) pour les petits angles de flots. On peut encore remarquer l'asymétrie avant/arrière dans la statistique, imputable à la moins grande efficacité de détection d'INDRA pour les fragments lourds et lents (lents dans le référentiel du laboratoire, quand situés dans l'hémisphère arrière dans le référentiel du centre de masse). Ce schéma évolue continûment à mesure que l'on considère des événements d'angle de flot de plus en plus grand. La vitesse et la taille moyenne des résidus diminuent, et la zone intermédiaire (autour de la vitesse nulle dans le centre de masse) se peuple, avec des fragments de plus en plus gros. Cela signe l'augmentation de la dissipation. Pour la tranche Θ_4 , et la tranche Θ_3 dans une moindre mesure, la distribution est triangulaire : l'extension en charge est réduite au voisinage des vitesses de la quasi-cible et du quasi-projectile, et les fragments les plus lourds sont répartis de manière compacte autour de la vitesse du centre de masse, indiquant que l'élongation (grand axe) de l'ellipsoïde est très peu marquée.

- les matrices vitesse perpendiculaire - vitesse parallèle dans le référentiel de l'ellipsoïde (pondérées par le facteur $1/|\vec{V}_\perp^{ell}|$ - cf. annexe 1) pour les particules de charge 2 permettent de visualiser la ou les sources d'émission. En effet, ces particules sont particulièrement sensibles au champ coulombien. Pour les plus petits angles de flot (Θ_1), on distingue deux cercles, appelées cercles d'émission coulombienne, centrés sur les vitesses respectives du quasi-projectile et de la quasi-cible, dont les particules sont issues par désexcitation et évaporation. Entre deux (dans la zone appelée "*à mi-rapidité*"), on observe un fort peuplement en particules légères associées à un phénomène de "*col*" [LUK96]. À mesure que l'on explore de plus grands angles de flot, les deux cercles tendent à se rapprocher, et à se mélanger totalement, ce qui est notable pour Θ_3 et Θ_4 . Ceci peut être interprété de deux façons : soit les vitesses des deux sources deviennent de plus en plus petites avec de grandes fluctuations, ce qui aurait pour effet de ne plus faire apparaître de cercle coulombien marqué; soit il se forme une source unique dont la fragmentation produit de multiples émetteurs avec une large distribution dans l'espace des vitesses. Cette dernière hypothèse est appuyée par le fait que les particules de Z égal à 2 semblent être réparties isotropiquement autour de la vitesse du centre de masse. Ceci est précisé par la suite.

- les corrélations azimutales $1+R(\Delta\phi)$ ($\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$) ont été effectuées sur les couples de particules alpha (d'angles azimutaux respectifs ϕ_1 et ϕ_2) émises entre $\theta_{lab.} = 4,5^\circ$ et $\theta_{lab.} = 110^\circ$, domaine pour lequel l'acceptance en angle azimutal des modules d'INDRA est la même. Nous avons requis que les angles de détection θ de chaque couple de particules soient différents. Les fonctions de corrélation ont été construites sur une base d'événements décorrélés (cf. annexe 2). D'abord, nous remarquons que les petits angles relatifs sont dépeuplés, car ils sont défavorisés par la granularité d'INDRA et par le fait que deux particules émises simultanément dans la même direction se repoussent. Ensuite, nous remarquons, pour les petits angles de flots, une forme en U, caractéristique de la définition marquée d'un plan de réaction. À mesure que l'on explore de plus grands angles de flot, cette forme tend à disparaître, complètement au-delà de 45° , pour donner une courbe plate. Il n'y a alors plus aucune corrélation en angle azimutal relatif, plus aucun plan de réaction n'est défini. C'est la signature de très faibles paramètres d'impact. La mémoire de la voie d'entrée a alors été perdue.

Toutes ces observations nous permettent d'affirmer que pour les plus grands angles de flot, nous obtenons une formation très compacte de fragments dans l'espace de vitesses, localisée autour de la vitesse du centre de masse de la réaction, sans aucune mémoire de la voie d'entrée. Plus aucun axe d'émission n'est privilégié. Cela signifie que les grands angles de flot correspondent bien à des collisions centrales, non binaires.

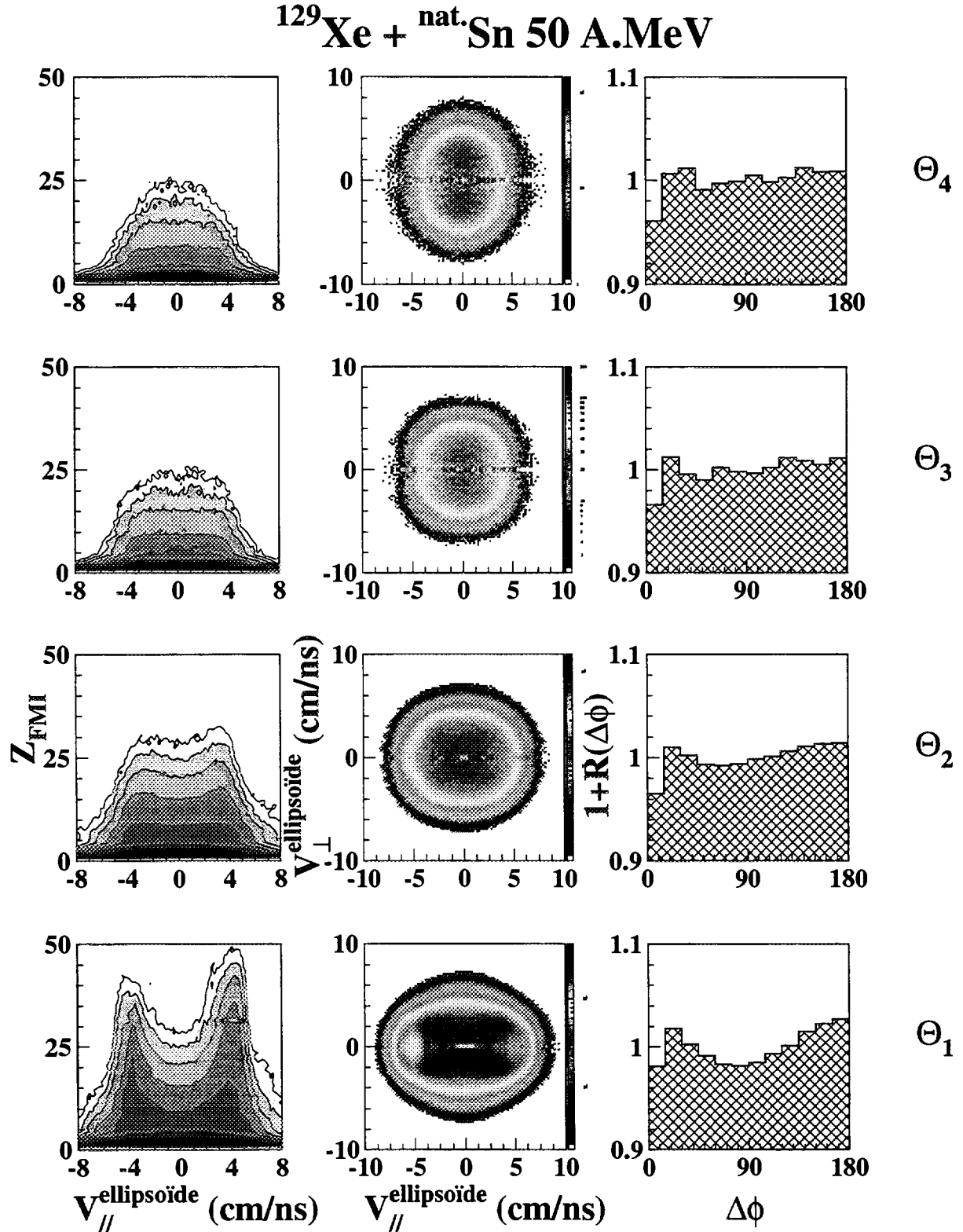


Figure IV.8 : caractéristiques des événements selon différentes tranches en angle de flot Θ_i (voir texte) : matrices charge - vitesse parallèle des fragments dans le référentiel de l'ellipsoïde; matrices vitesse perpendiculaire - vitesse parallèle dans le référentiel de l'ellipsoïde (pondérées par $1/|\vec{V}_{\perp}^{\text{ell.}}|$) pour les particules de charge 2; fonctions de corrélation en angle azimutal relatif entre particules alpha émises entre $\theta_{\text{lab.}} = 4,5^\circ$ et $\theta_{\text{lab.}} = 110^\circ$.

Néanmoins, cela ne signifie pas que ce type de collisions ne se rencontre que pour les grands angles de flot. En effet, comme nous l'avons précisé précédemment, elles se caractérisent par une distribution uniforme d'angles de flot. Ces événements peuvent donc aussi peupler les régions de faibles angles de flot, mais, vu leur faible poids statistique, ils se trouvent noyés dans l'ensemble des événements de type binaire, et sont de ce fait difficiles à extraire. Ils ne deviennent majoritaires que dans les zones d'angle de flot non peuplées par les événements binaires, c'est-à-dire Θ_3 et Θ_4 .

De manière à ne retenir que les événements les plus centraux, nous allons ne considérer par la suite que ceux de la classe d'angles de flot supérieurs à 60° (Θ_4).

3.c- Degré d'équilibration dans les collisions centrales.

Nous avons vu que les événements de $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$ sont associés à une très forte dégradation de l'impulsion initiale, à une très faible production de fragments au voisinage de la vitesse du quasi-projectile et de celle de la quasi-cible, que plus aucun plan de réaction ne pouvait être défini. Ils constituent par conséquent de bons candidats pour les collisions centrales.

Maintenant, il s'agit d'examiner le degré d'équilibration atteint dans ces collisions, d'estimer précisément ce qu'il reste d'effets anisotropes éventuels : dus à une mémoire de la voie d'entrée, ou à un phénomène de pré-équilibre. Ce sont tous ces produits constituant la composante anisotrope que nous appellerons par la suite sous le terme de **rémanents** du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Un moyen expérimental de contrôler le degré d'équilibration est d'étudier l'isotropie des distributions angulaires, la dépendance angulaire des spectres en énergie et des distributions de charge.

Considérons dans un premier temps les distributions angulaires (en cosinus de l'angle d'émission) des particules et des fragments dans le centre de masse de la réaction, présentées sur la figure IV.9. Nous montrons les distributions angulaires associées aux isotopes de l'hydrogène ($Z=1$), de l'hélium ($Z=2$), et aux fragments ($Z \geq 3$). D'abord, concernant les particules de $Z=1$ et $Z=2$, nous remarquons que les distributions angulaires sont piquées à l'avant et à l'arrière, et symétriques autour de 90° . L'anisotropie entre 0° et 90° est comparable à celle trouvée dans la référence [MAR95] sur les événements sélectionnés en $H(2) \leq 0,1$. Nous expliquons la différence de comptage entre 0° et 180° en invoquant des effets liés au

détecteur (seuil de détection et granularité). De plus, les distributions sont isotropes entre 60° et 120° . Pour les fragments, cette anisotropie est beaucoup moins marquée, avec un rapport d'intensité $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)$ proche de 1,1, valeur largement inférieure aux 2,5 obtenus dans [MAR95] avec la sélection en $H(2) \leq 0,1$. Dans notre sélection, la distribution est quasi-isotrope, que l'on considère l'intervalle angulaire 60° - 120° , ou l'intervalle 0° - 90° . On peut noter que la légère déplétion aux grands angles est due à la moins bonne efficacité de détection à l'arrière dans le référentiel du centre de masse (fragments lents dans le référentiel du laboratoire).

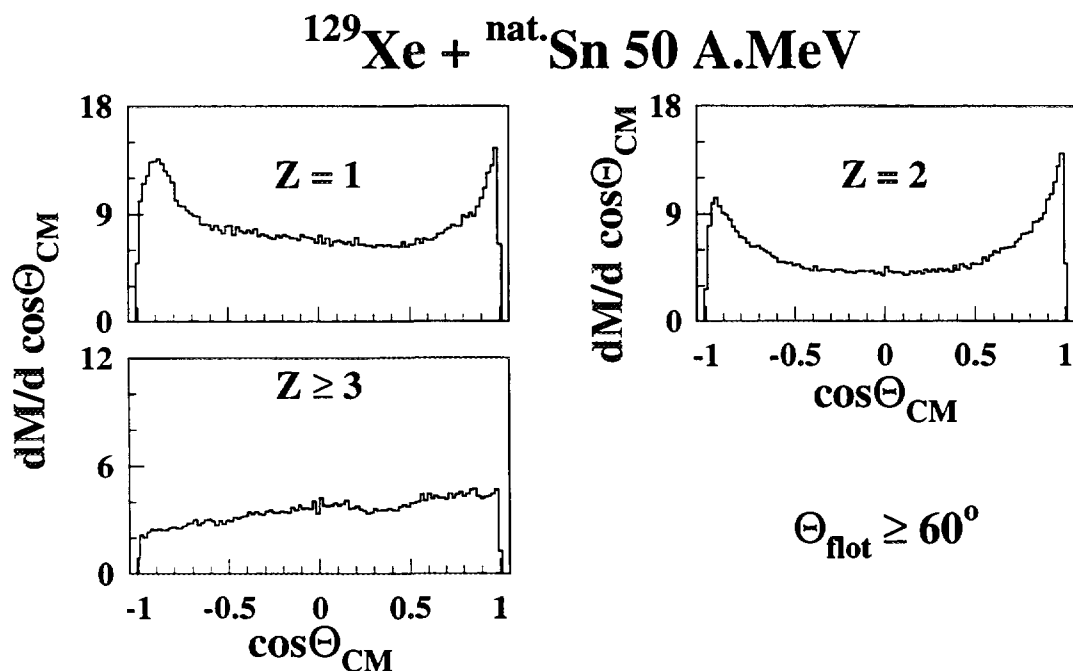


Figure IV.9 : distributions angulaires (en cosinus de l'angle d'émission) dans le centre de masse de la réaction : des isotopes de l'hydrogène ($Z=1$) et de l'hélium ($Z=2$), des fragments ($Z \geq 3$)

Dans un deuxième temps, examinons les spectres en énergie dans le centre de masse des protons, des alphas, et des carbones, représentés sur les figures IV.10, IV.11 et IV.12. Pour cela, nous avons défini 8 domaines angulaires **dans le centre de masse**, d'angles solides égaux, à savoir :

- * $\theta \approx 29^\circ$ ($0,75 \leq \cos \theta_{\text{CM}} < 1$).
- * $\theta \approx 50^\circ$ ($0,5 \leq \cos \theta_{\text{CM}} < 0,75$).
- * $\theta \approx 68^\circ$ ($0,25 \leq \cos \theta_{\text{CM}} < 0,5$).
- * $\theta \approx 83^\circ$ ($0 \leq \cos \theta_{\text{CM}} < 0,25$).

- * $\theta \approx 97^\circ$ ($-0,25 \leq \cos \theta_{CM} < 0$).
- * $\theta \approx 112^\circ$ ($-0,5 \leq \cos \theta_{CM} < -0,25$).
- * $\theta \approx 129^\circ$ ($-0,75 \leq \cos \theta_{CM} < -0,5$).
- * $\theta \approx 151^\circ$ ($-1 \leq \cos \theta_{CM} < -0,75$).

Nous avons superposé sur chaque spectre celui obtenu autour de 83° dans le centre de masse, considéré comme référence la moins entachée de contributions anisotropes.

Pour les alphas (figure IV.10), les spectres ont une forme maxwellienne. Néanmoins, autant les spectres au voisinages de 90° ($\theta \approx 68^\circ, 83^\circ, 97^\circ, 112^\circ$) sont semblables, autant ceux obtenus à l'avant et à l'arrière présentent une composante supplémentaire très large de plus haute énergie, en moyenne, donnant ainsi lieu à des formes et des pentes de spectres très différentes. Il semble donc qu'il y ait deux contributions à la production d'alphas.

Avec les protons (figure IV.11), les observations sont les mêmes que pour les particules alphas, bien que les différences entre les spectres avant/arrière et ceux autour de 90° soient beaucoup moins marqués.

Avec les carbones (représentatifs des fragments de masse intermédiaire, figure IV.12), nous n'observons pratiquement aucune différence entre tous les spectres, quel que soit le domaine angulaire, contrairement à ce que donne une sélection en $H(2) \leq 0,1$ [MAR95]. Les coupures à haute énergie pour les spectres aux grands angles dans le référentiel du centre de masse sont dues à la perte d'efficacité du détecteur pour les fragments énergétiques dans sa partie arrière, c'est-à-dire presque au repos dans le référentiel du laboratoire.

Ces conclusions restent les mêmes si l'on compare les spectres à l'avant ($\theta \approx 29^\circ$) avec ceux obtenus à $\theta \approx 83^\circ$ pour les fragments de $Z = 3$ à 9 (du lithium au fluor, figure IV.13) : aucune différence notable n'apparaît entre l'avant et autour de 90° , sauf pour le lithium, pour lequel nous pouvons noter un léger excès dans les basses énergies à l'avant.

Pour finir, la figure IV.14 montre les distributions en charge obtenues pour les huit intervalles angulaires, comparées systématiquement à la distribution de référence (à $\theta \approx 83^\circ$). On peut remarquer que ces distributions sont identiques pour tous les angles, avec la même forme caractéristique exponentielle décroissante, et s'étendent vers des grandes valeurs de charges ($Z \approx 30$). Néanmoins, pour les angles les plus à l'arrière ($\theta \approx 129^\circ$ et 151°), on note une moindre contribution des plus grands Z . Sans doute cela est-il dû à l'efficacité réduite d'INDRA (seuils de détection) pour des fragments pratiquement au repos dans le référentiel du laboratoire. Enfin, confirmant les observations faites sur les distributions angulaires des

$Z = 1$ et $Z = 2$ (figure IV.9), on note un surplus de production des particules légères à l'avant et à l'arrière.

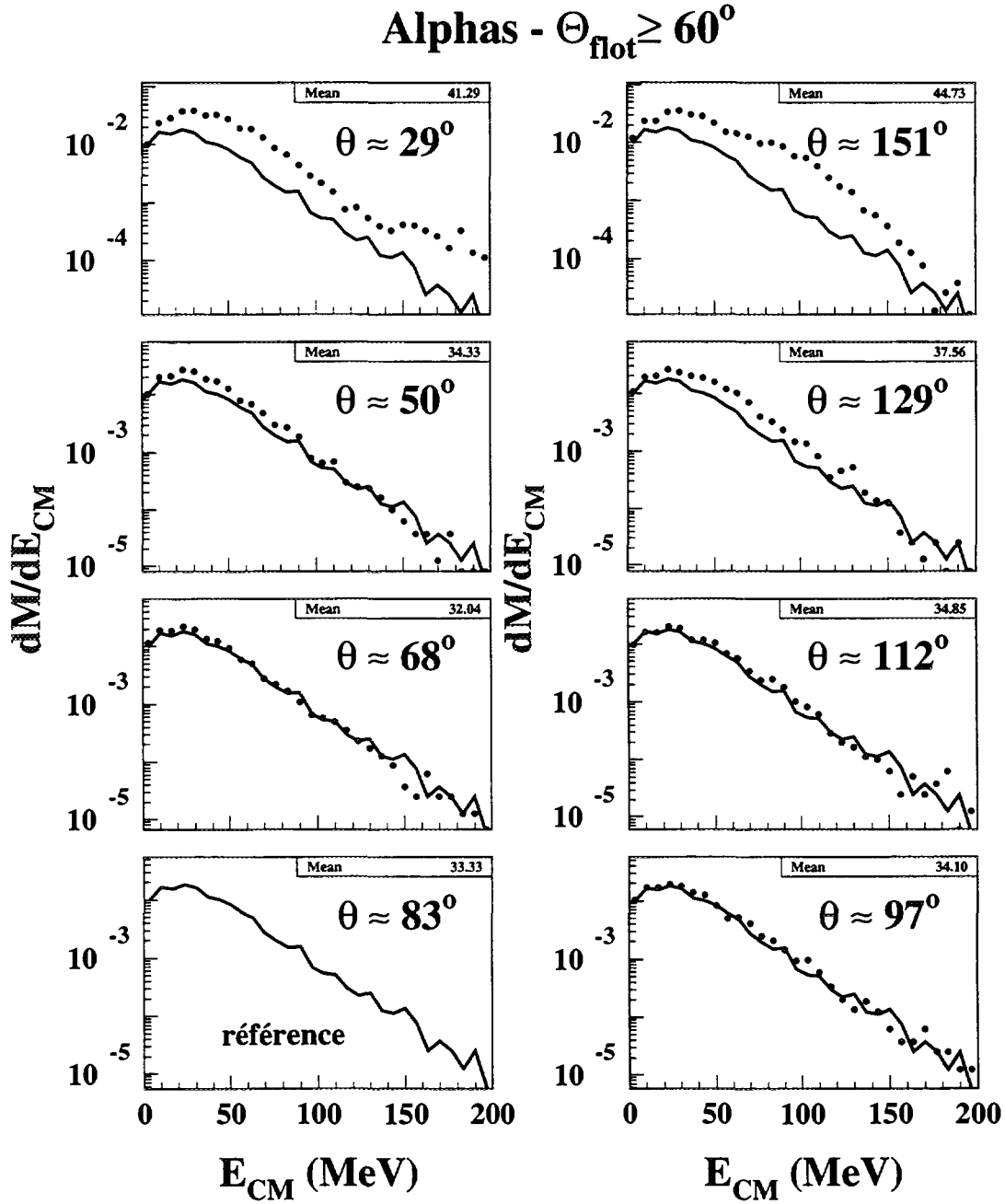


Figure IV.10 : spectres en énergie dans le centre de masse des protons, sur 8 domaines angulaires dans le centre de masse, d'angles solides égaux (points), comparés au spectre référence (à $\theta \approx 83^\circ$ - trait plein)

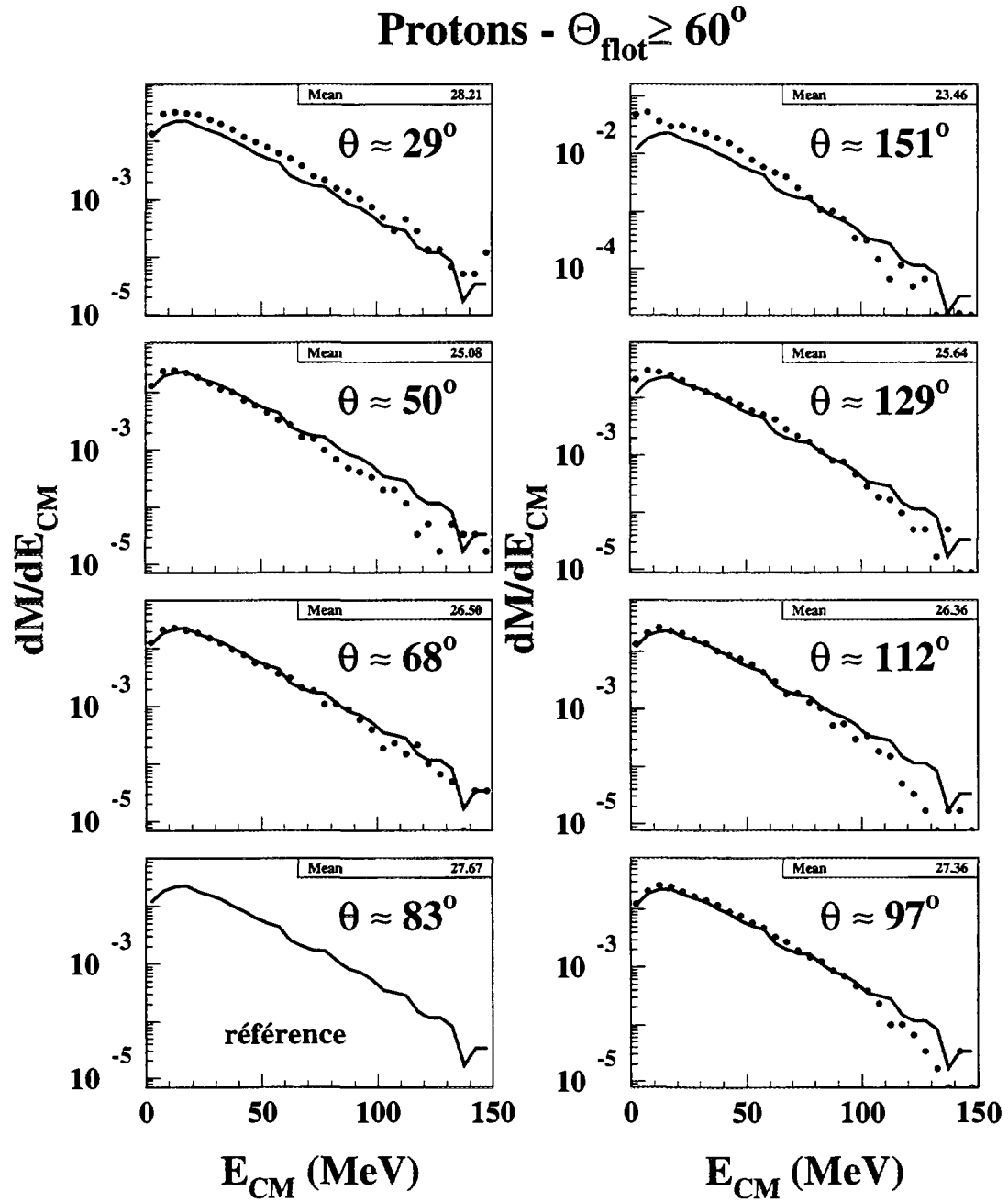


Figure IV.11 : même représentation que la figure IV.10 pour les particules alpha.

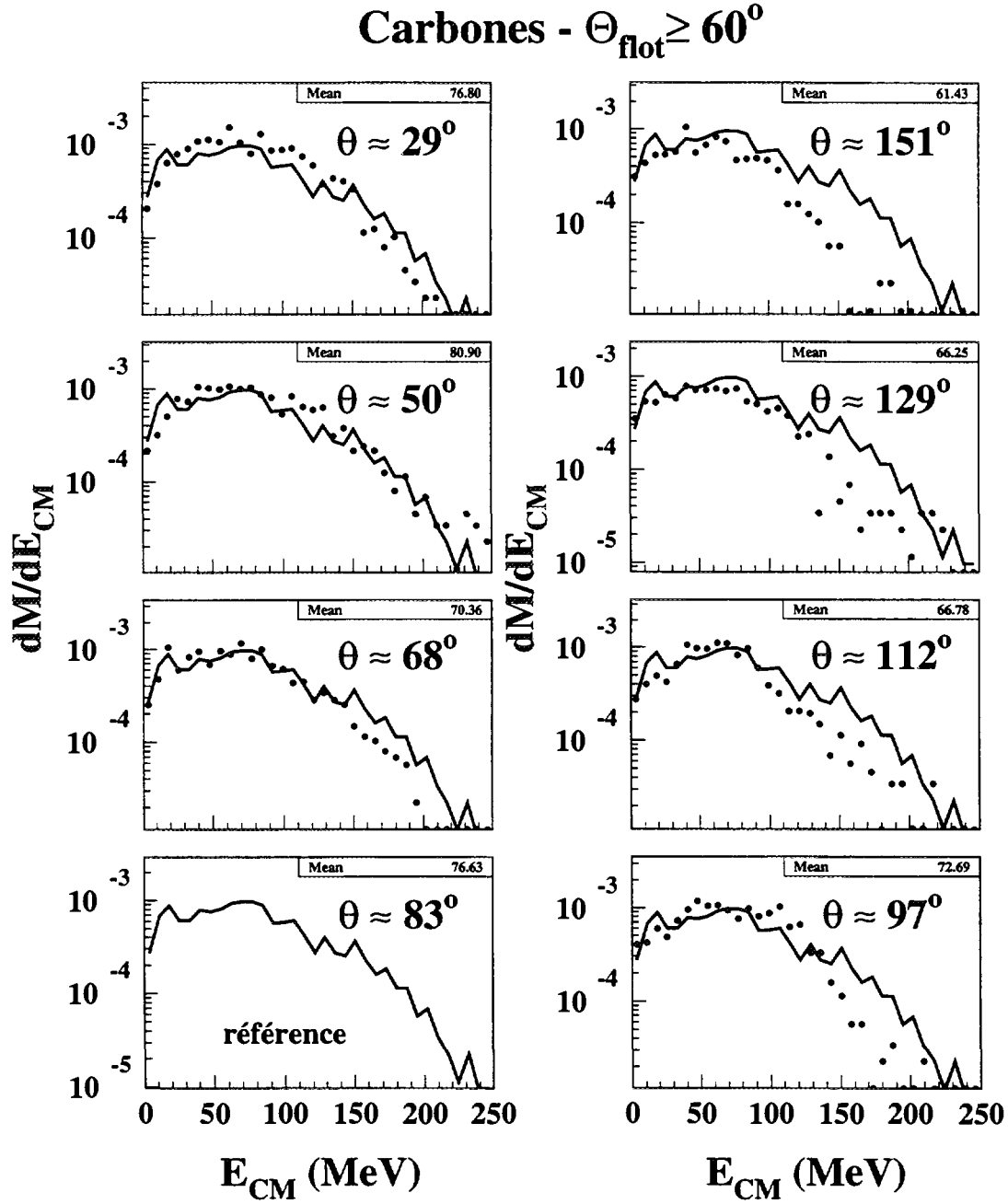


Figure IV.12 : même représentation que la figure IV.10 pour les carbones.

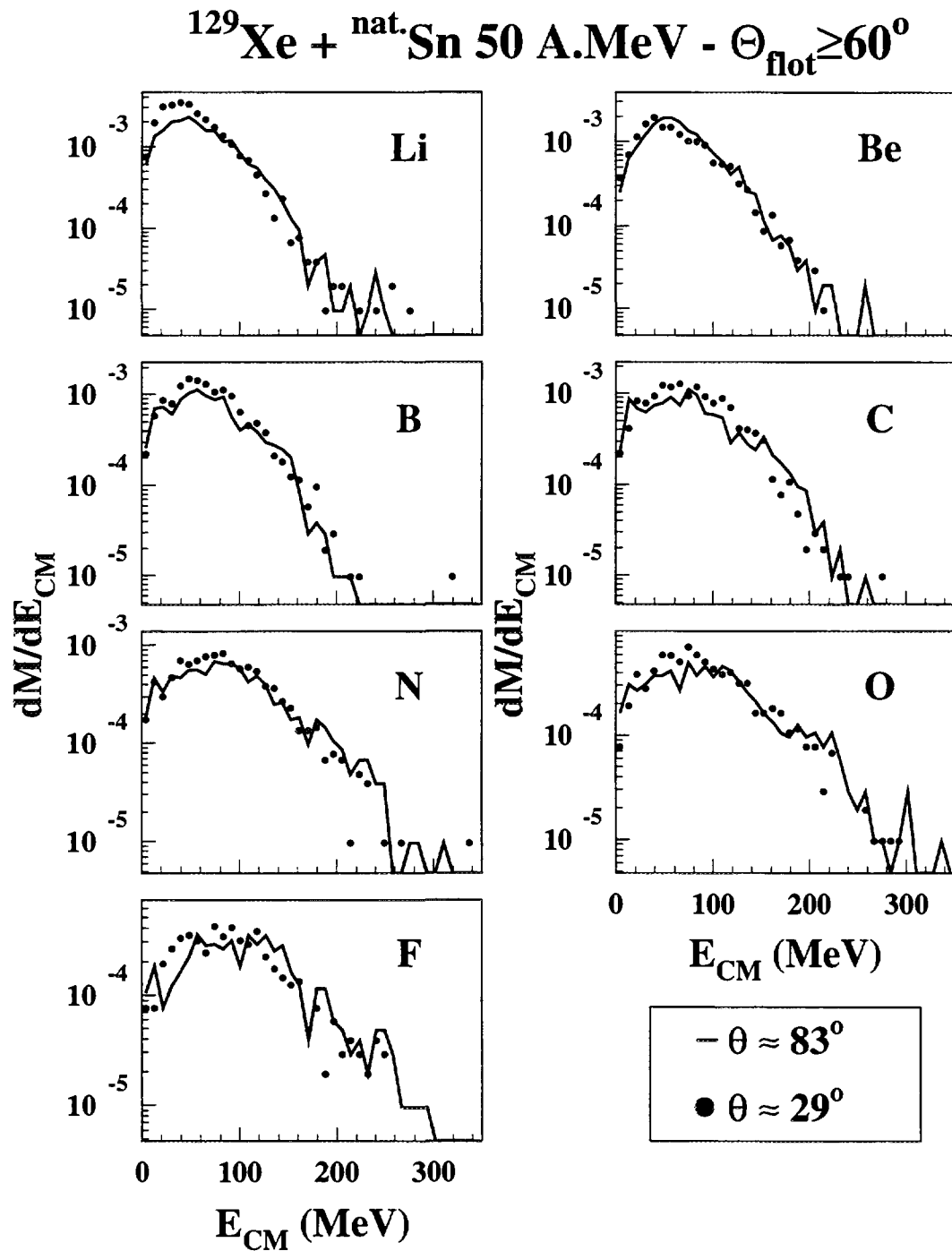


Figure IV.13 : spectres d'énergie dans le centre de masse, à l'avant ($\theta \approx 29^\circ$ - points), comparés avec ceux obtenus à $\theta \approx 83^\circ$ (traits pleins) pour les fragments de $Z = 3$ à 9 (du lithium au fluor).

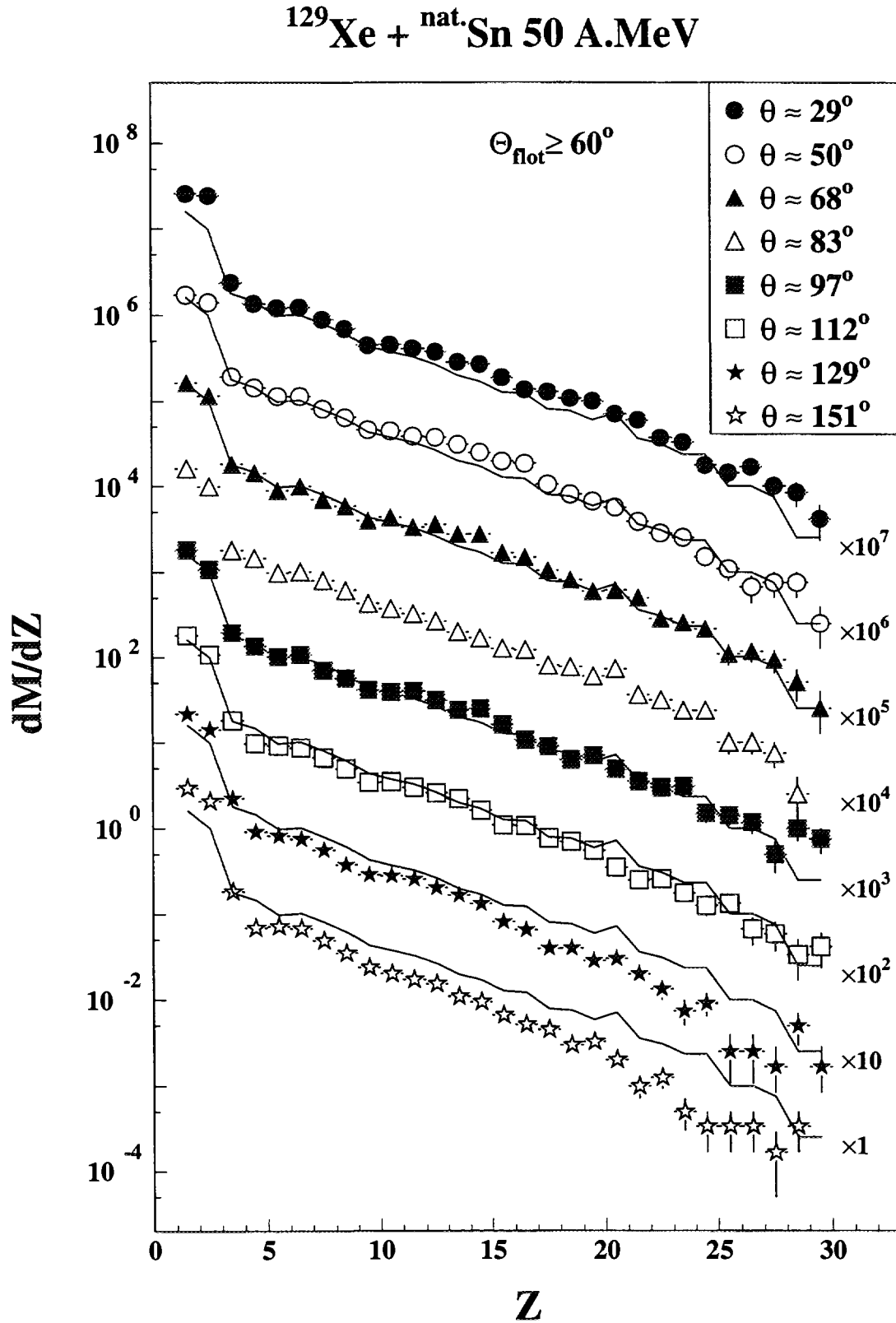


Figure IV.14 : distributions en charge obtenues pour les huit intervalles angulaires d'angles solides égaux dans le centre de masse (symboles; les barres verticales représentent les erreurs statistiques), comparées systématiquement à la distribution de référence (à $\theta \approx 83^\circ$, figurée en trait plein)

En conclusion, avec la sélection en $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$, nous avons observé que :

- pour les fragments, aucune contribution associée à la présence de rémanents n'est observée aux angles avant comme aux angles arrière, contrairement à ce qui est obtenu avec une sélection en $H(2) \leq 0,1$ [MAR95]. Leur contribution est isotrope en nombre, en taille et en énergie.

- pour les particules légères, nous avons observé qu'entre 60° et 120° , leur émission est caractérisée par la même isotropie.

- la production de particules et de fragments est dominée par une source, se déplaçant à la vitesse du centre de masse du système, et se désintégrant isotropiquement, ce qui indique un degré élevé d'équilibration.

- en plus de ce mécanisme, il faut noter la présence d'une composante anisotrope pour les particules légères, de plus haute énergie, à l'avant et à l'arrière, portant la marque d'une contribution associée aux particules de pré-équilibre, émises hors équilibre aux premiers instants de la collision, ou à la désintégration totale de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible.

4- CARACTÉRISTIQUES DE LA SOURCE ÉQUILBRÉE.

4.a- Taille et énergie d'excitation.

Après avoir caractérisé la présence d'une source unique équilibrée, nous allons en déterminer la taille et l'énergie d'excitation.

Pour évaluer sa charge, nous avons considéré deux méthodes différentes.

La première est illustrée par la figure IV.15. Nous avons d'abord tiré parti de l'isotropie d'émission des particules et des fragments entre 60° et 120° dans le centre de masse (cf. plateaux entre 60° et 120° des distributions angulaires de la figure IV.9). Ainsi, en déterminant événement par événement la charge totale Z^{60-120} obtenue entre 60° et 120° , et, en multipliant cette valeur par un facteur 2 (correspondant au rapport entre 4π et l'angle solide associé au cône 60° - 120°), on obtient une première estimation de la taille de source $Z = Z_{S1} \approx 84$ en moyenne (la largeur de la distribution obtenue n'est pas représentative). En corrigeant

de l'efficacité du détecteur, nous estimons cette taille à $Z_{S1} \approx 92$. Dans le prolongement de cette méthode, nous pouvons aussi faire une estimation de la charge totale moyenne Z_R associée à la composante anisotrope rémanente à l'avant : en soustrayant à la charge totale Z^{0-60} déterminée à l'avant, entre 0° et 60° , la charge totale Z^{60-120} déterminée pour la partie isotrope multipliée par un facteur 0,5 (correspondant au rapport $\Omega(0^\circ-60^\circ)/\Omega(60^\circ-120^\circ)$). Comme précédemment, considérant la valeur moyenne de la distribution ainsi obtenue, on estime la charge totale moyenne associée à la partie rémanente à $Z_R \approx 7$. En considérant la symétrie de la composante anisotrope arrière (le système Xe + Sn est symétrique), et compte tenu de l'efficacité de détection, on peut estimer que la composante anisotrope totale à une charge totale de près de 12 en moyenne.

La seconde méthode que nous avons utilisée consiste à dissocier les contributions des fragments et des particules légères. Nous avons ainsi reconstitué la contribution à la source associée aux particules $Z_{S\text{ PLC}}$ de la manière suivante : comme pour la première méthode, nous avons considéré la charge totale de particules Z_{PLC}^{60-120} issue du domaine angulaire $60^\circ-120^\circ$ que nous avons multipliée par 2. Nous obtenons la contribution totale des particules à la source. D'autre part, avec les fragments, nous avons considéré ceux émis dans tout le domaine angulaire. En effet, nous avons vu avec les distributions en charges (cf. figure IV.14) qu'aucune trace de fragments rémanents n'apparaît aux angles avant et arrière. Cela fournit la charge totale Z_{FMI}^{0-180} de fragments que nous pouvons considérer comme tous issus de la source. Finalement, nous obtenons une deuxième estimation de la taille de source reconstituée Z_{S2} en sommant les contributions des particules et des fragments. Cette reconstitution est présentée sur la figure IV.16. Nous aboutissons en moyenne à une charge totale moyenne de source de 81, ramenée à 88 en tenant compte de l'efficacité du détecteur. La charge moyenne de la composante anisotrope est alors estimée à 16 ($Z_{\text{proj.}} + Z_{\text{cible}} - Z_{\text{source}} = 104 - 88$).

En effectuant une moyenne des tailles obtenues par les deux méthodes, nous estimons que la source isotrope reconstituée à une charge totale de l'ordre de 90 ± 2 , et que la contribution anisotrope est très faible, emportant une charge totale de l'ordre de 14 ± 2 composée uniquement de particules légères.

Remarquons que la sélection en $H(2) \leq 0,1$ [MAR95] conduit à une taille de source équilibrée sensiblement plus faible: de l'ordre de 79 (73 détecté).

Concernant la masse de cette source, on peut considérer qu'elle a conservé le rapport isotopique N/Z de la voie d'entrée, on l'estime de l'ordre de $A_S = 214$. En effet, la charge totale correspondant à l'émission isotrope est proche de la charge totale disponible (87%). D'autre part, le rapport isotopique de chacun des partenaires (cible, projectile) est le même

que celui du système global. Par conséquent, nous pouvons estimer que le rapport isotopique de la source est proche de celui du système global.

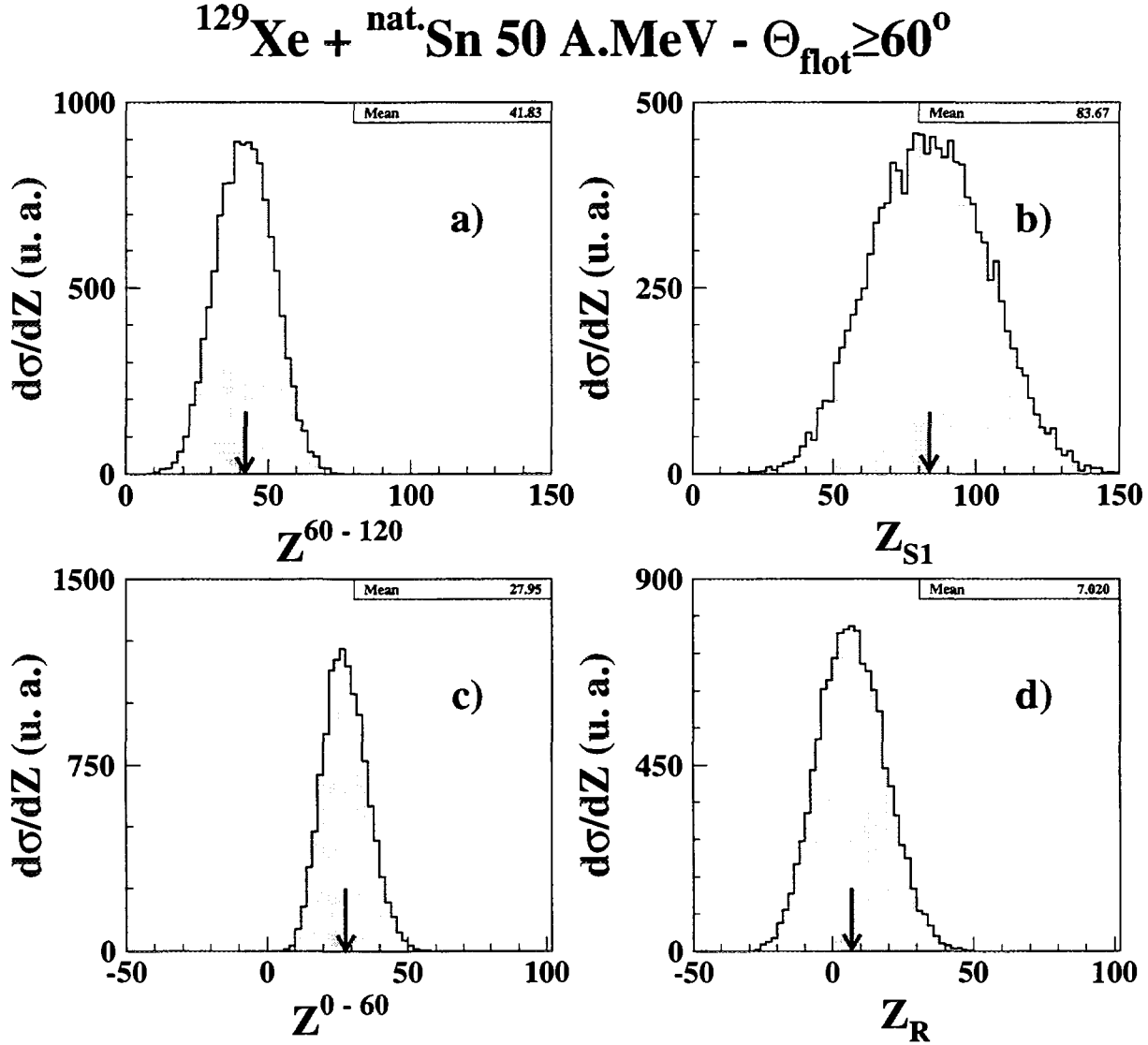


Figure IV.15 : reconstitution de la taille de source, première méthode :
 Z^{60-120} est la charge totale détectée entre 60° et 120° dans le centre de masse,
 Z^{0-60} est celle détectée entre 0° et 60° ,
 Z_{S1} (charge de la source reconstituée) est $2 * Z^{60-120}$,
 Z_R (charge de la composante rémanente à l'avant) est $Z^{0-60} - 0,5 * Z^{60-120}$;
les flèches indiquent la valeur moyenne des distributions, notées en encart.

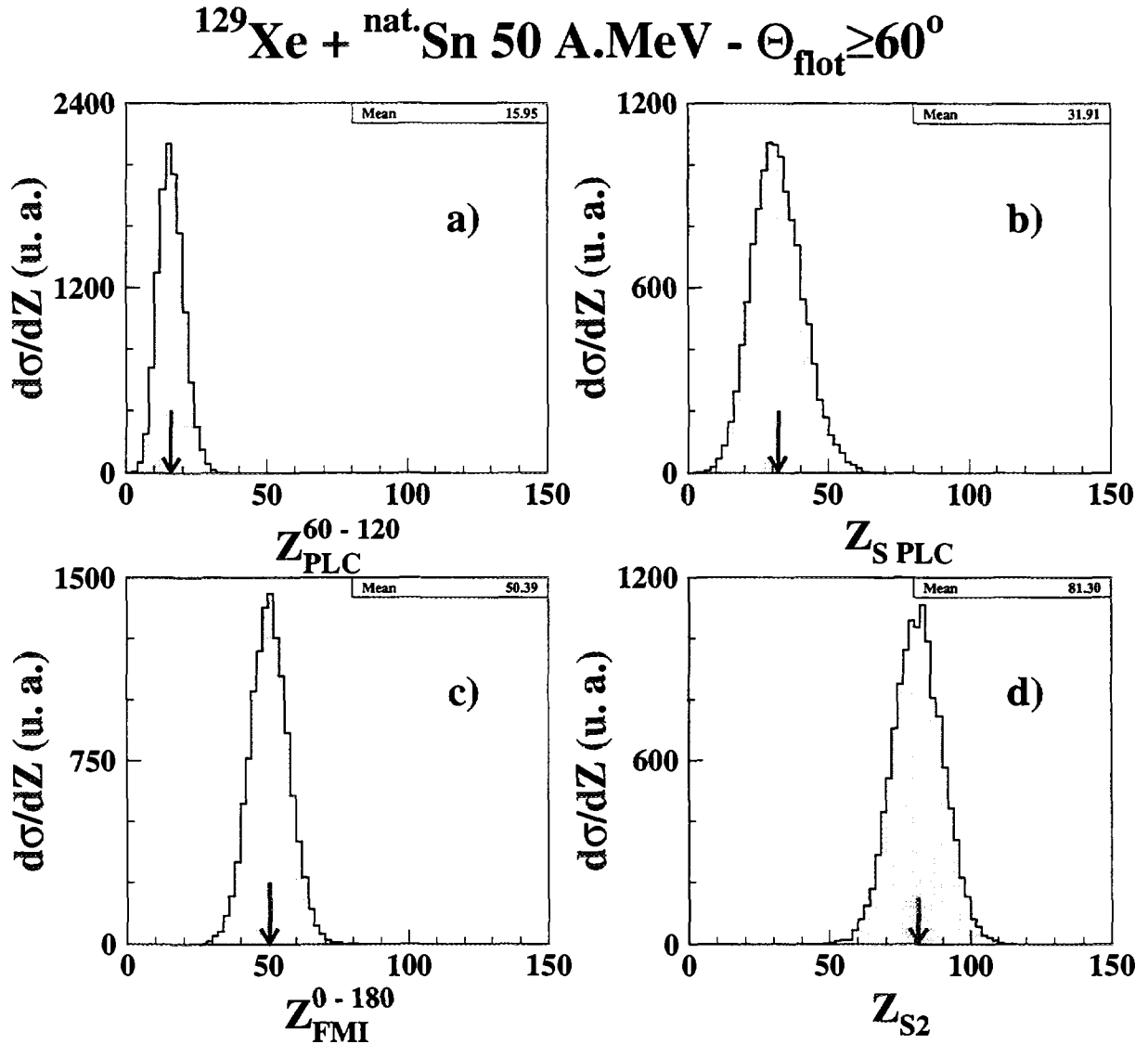


Figure IV.16 : reconstitution de la taille de source, deuxième méthode :
 Z_{PLC}^{60-120} est la charge totale de particules légères détectées entre 60° et 120° dans le centre de masse,
 Z_{FMI}^{0-180} est la charge totale de fragments de masse intermédiaire détectés,
 $Z_{\text{S PLC}}$ (charge de la contribution des particules légères dans la source reconstituée) est $2 * Z_{\text{PLC}}^{60-120}$,
 Z_{S2} (charge de la source reconstituée) est $Z_{\text{S PLC}} + Z_{\text{FMI}}^{0-180}$;
 les flèches indiquent la valeur moyenne des distributions, notées en encart.

Maintenant, intéressons-nous à l'énergie d'excitation de la source. Pour la reconstituer, nous sommes partis de la formule de bilan d'énergie :

$$E^* = \sum_{f=1}^{M_C} E_f + \sum_{n=1}^{M_n} E_n - Q$$

où E_f est l'énergie cinétique (dans le référentiel du centre de masse de la source) des particules et fragments chargés émis par la désintégration de la source (de multiplicité M_C).

E_n est l'énergie cinétique des neutrons (de multiplicité M_n) issus de la source. Q est la différence des excès de masse entre le noyau source (dont la charge et la masse sont reconstituées événement par événement selon la deuxième méthode exposée précédemment) et les produits qui en résultent. C'est l'énergie de liaison qui a été dissipée pour la production des particules et des fragments.

De manière à ne considérer que les particules émises par la source, nous nous restreindrons à celles détectées entre 60° et 120° dans le centre de masse, de la même manière que lors de la reconstitution de la taille de source. Là aussi, nous doublerons le résultat pour extrapoler à tous les angles.

INDRA ne détecte pas les neutrons, mais nous pouvons reconstituer la multiplicité de neutrons en effectuant un bilan en masse sur la source. Ce bilan est effectué en calculant la différence entre la masse initiale de la source et la somme des masses des fragments et particules émises :

$$M_n = A_s - \sum_{f=1}^{M_c} A_f.$$

Nous avons défini précédemment la masse A_s de la source en considérant qu'elle a conservé le rapport isotopique N/Z de la voie d'entrée, ce qui nous a amené à une masse de 214. Hormis celle des particules, la masse des fragments n'est pas identifiée. Il a donc fallu la déduire de leur charge Z_f , selon une des 3 hypothèses suivantes :

- *hypothèse 1* : si l'on considère que les fragments émis sont dans la vallée de stabilité, leur masse est calculée avec la formule de masse associée :

$$A_f = 1,867 Z_f + 0,016 Z_f^2 - 1,07 \cdot 10^{-4} Z_f^3.$$

- *hypothèse 2* : si l'on considère qu'il ont conservé le rapport isotopique de la voie d'entrée, alors leur masse est déterminée par :

$$A_f = Z_f \left[\frac{(119 + 129) - (50 + 54)}{(50 + 54)} + 1 \right].$$

- *hypothèse 3* : enfin, si on suppose que les fragments sont émis statiquement à partir d'un noyau chaud, la distribution finale est reproduite par la formule semi-empirique proposée dans la référence [CHA88] :

$$\sum_{f=1}^{M_c} A_f = \sum_{f=1}^{M_c} (2.08 Z_f + 0.0029 Z_f^2).$$

L'énergie cinétique totale associée aux neutrons est finalement calculée en estimant qu'elle est égale à l'énergie cinétique totale des protons émis par la source moins leur énergie coulombienne moyenne. Nous avons choisi de retrancher 3,5 MeV par neutron. Ce qui nous conduit à :

$$\sum_{n=1}^{M_n} E_n = \frac{M_n}{M_p} \sum_{p=1}^{M_p} E_p - 3,5 M_n, \text{ où } M_p \text{ et } E_p \text{ sont respectivement la multiplicité et}$$

l'énergie cinétique des protons.

Du choix des hypothèses sur les masses dépend aussi le calcul du bilan en excès de masse Q , qui prend en compte les masses des fragments. Pour ce calcul, nous avons utilisé la formule de la goutte liquide développée par Seeger et Prisho [SEE67]. Pour les neutrons, nous avons considéré une énergie de masse de 8 MeV. À partir de ces 3 hypothèses, nous avons effectué trois reconstitutions différentes pour l'énergie d'excitation.

Le tableau IV.1 présente les valeurs moyennes obtenues dans chaque hypothèse pour chacun des termes intervenant dans le calcul de l'énergie d'excitation (dans l'ordre des colonnes : énergie cinétique totale des particules, énergie cinétique totale des fragments, énergie cinétique totale des neutrons, Q des particules, Q des fragments, Q des neutrons, Q de la source, et total). Nous constatons que ce calcul est fortement tributaire de l'hypothèse faite sur les neutrons : dans notre cas, de multiplicité moyenne de l'ordre 30, ils emportent près de 40% de l'énergie d'excitation. D'autre part, c'est à travers leur contribution que l'hypothèse de masse influe le plus sur le calcul de l'énergie d'excitation.

	$E_{\text{tot.}}^{\text{PLC}}$	$E_{\text{tot.}}^{\text{FMI}}$	$E_{\text{tot.}}^n$	Q_{PLC}	Q_{FMI}	Q_n	Q_s	Total
<i>Hypothèse 1</i>	707	541	737	123	19	260	-22	2407
<i>Hypothèse 2</i>	idem	idem	815	idem	15	287	idem	2508
<i>Hypothèse 3</i>	idem	idem	704	idem	13	248	idem	2356

Tableau IV.1 : valeurs moyennes des différentes composantes du calcul de l'énergie d'excitation selon trois hypothèses sur la masse des fragments.

Nous présentons sur la figure IV.17(a, b, c) les distributions en énergie d'excitation de la source, suivant les trois hypothèses de masse. Nous observons qu'elles sont assez étroites, et que leur moyenne est comprise entre 12,2 et 12,9 A.MeV. La largeur des distributions n'est pas significative du fait qu'elle dépend avant tout de la méthode de reconstruction et du

traitement sélectif des particules légères. La moyenne sur les trois méthodes donne une énergie d'excitation de $12,5 \pm 0,3$ A.MeV.

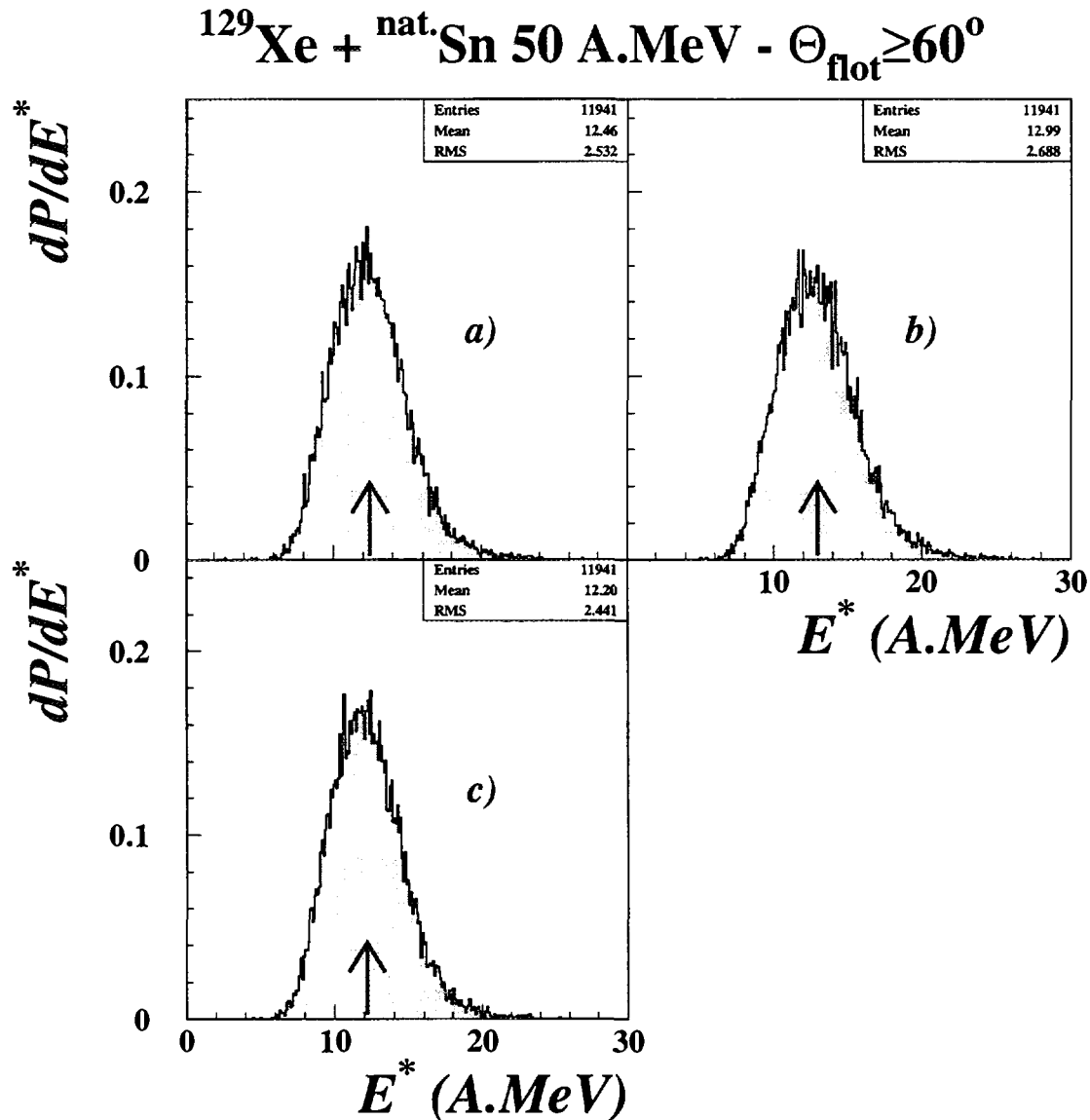


Figure IV.17 : distributions en énergie d'excitation de la source, estimée par calorimétrie; *a, b, c* : suivant les hypothèses de masse 1, 2 et 3 (voir texte).

En résumé, nous avons estimé que la **source obtenue dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV** a une **charge de 90 ± 2** , une **masse de 214 ± 5** , et une **énergie d'excitation de $12,5 \pm 0,3$ A.MeV**.

Nous remarquons que ces valeurs sont très proches des valeurs initiales ($Z = 104$, $A = 248$, $E_{\text{disponible}} = 12,5$ A MeV). La valeur élevée de l'énergie d'excitation reconstituée

que nous avons obtenue a deux origines : la première est liée à la sélection en complétude (les événements considérés sont quasi-complets), la deuxième étant que la charge totale de la composante isotrope représente la presque totalité de la charge détectée (et totale). Néanmoins, la comptabilité en charge est basée sur la propriété d'isotropie des particules et des fragments, et le système étudié est quasiment symétrique. Par conséquent, il est possible que dans notre comptage nous ayons aussi inclus des particules hors équilibre associées à la première phase de la réaction où les collisions nucléon-nucléon sont prédominantes. Il est difficile d'extraire cette contribution de la composante d'émission isotrope associée à la source. Dans le but d'évaluer les quantités de matière et d'énergie évacuées dans cette première étape de la collision, nous avons effectué une simulation de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV au moyen d'une équation de transport (calcul BNV [COL92]) à paramètre d'impact nul. Les résultats sont présentés en annexe 3, où l'on a reporté l'évolution avec le temps de l'énergie d'excitation, du nombre de nucléons non liés, de la densité et du Q_{zz} . Ce tenseur des moments Q_{zz} est particulièrement intéressant car il mesure le degré d'anisotropie (ou d'équilibration). Son comportement dans le temps révèle qu'au-delà de 80 fm/c, le système composé a atteint un état d'équilibration avancé. En se basant sur le nombre de particules évacuées à cet instant (près de 20), nous déduisons une masse de source de l'ordre de 228. L'énergie d'excitation restant à ce moment est de l'ordre 10 A.MeV. Ces caractéristiques sont comparables à celles que nous avons déduit expérimentalement. Il faut noter que ces évaluations dépendent du critère utilisé dans le calcul pour déterminer les nucléons non liés. Dans notre cas, nous avons choisi de considérer comme non liés l'ensemble des nucléons situés à une densité $\rho = 1/8 * \rho_0$ (densité normale). Cependant, ces calculs tendent à montrer que les collisions centrales que nous étudions aboutissent à un résidu massif et chaud, représentant une grande partie du système initial.

4.b- Caractéristiques de la chaîne de désexcitation.

De manière à contraindre l'étude de la désexcitation de la source, il est impératif de s'appuyer sur la distribution en charge, et sur les multiplicités de particules et fragments.

Nous présentons sur la figure IV.18 la distribution en charge (a), ainsi que la distribution de multiplicité des fragments ($Z \geq 3$) associées à la source (b). La distribution en charge, exprimée en terme de multiplicité, a été obtenue à partir des particules et des fragments détectés entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction, c'est-à-dire dans la partie plate des distributions en cosinus de l'angle d'émission, pour les raisons qui ont été précédemment développées. Leur contribution a été multipliée par 2 pour extrapoler sur tout l'espace.

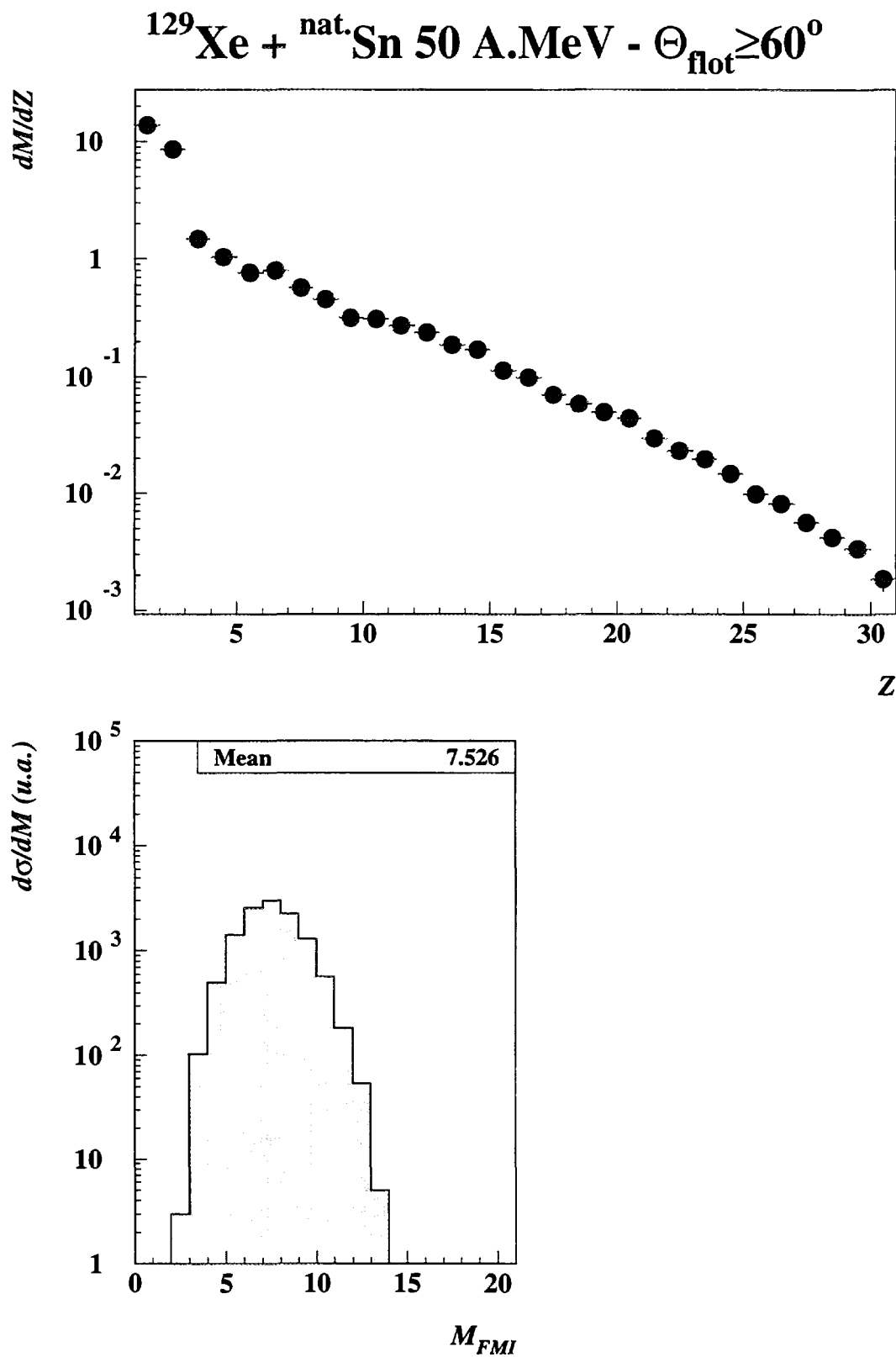


Figure IV.18 : distribution en charge (a), distribution des multiplicités des fragments de masse intermédiaire (b) associées à la source d'émission isotrope.

Nous pouvons remarquer que la forme de la distribution est exponentielle décroissante, et aucune accumulation n'est observée pour les charges élevées. La plupart des modèles de désintégration associe cette forme, et l'absence de gros résidu, à un dépôt élevé d'énergie d'excitation dans la source. Il y a beaucoup de fragments de petites à moyennes tailles, et la charge des fragments les plus lourds n'excède guère 30.

La distribution est comparable à celle obtenue dans la référence [BOW92] pour les collisions centrales sélectionnées avec un système proche ($^{129}\text{Xe} + ^{89}\text{Y}$), jusqu'aux charges intermédiaires ($Z \approx 10$). Au-delà, cette dernière distribution présente une surproduction, sans doute imputable à la persistance de résidus du quasi-projectile due à la sélection en centralité adoptée par les auteurs, car basée sur une coupure en multiplicité de particules chargées (cf. paragraphe 2.2a).

Pour $\text{Xe} + \text{Sn}$, la multiplicité moyenne de particules de $Z=1$ est de 13,8, et de 8,8 pour les particules de $Z=2$. La multiplicité de fragments (b) a été obtenue sans aucune sélection en angle. Elle fait apparaître un nombre moyen de fragments émis relativement important : 7,5. Dans 90% des cas, le système se brise en un nombre de fragments compris entre 5 et 10. Tout ceci indique que la source a subi une multifragmentation.

Pour préciser cette multifragmentation, examinons les distributions en charge du plus gros ($Z_{\text{max},1}$), du deuxième ($Z_{\text{max},2}$) et du troisième plus gros fragment ($Z_{\text{max},3}$) de chaque événement, sur la figure IV.19. Ils ressort que les trois plus gros fragments ont des tailles moyennes assez proches : $Z_{\text{max},1} \approx 15,5$, $Z_{\text{max},2} \approx 10,6$, $Z_{\text{max},3} \approx 7,9$. Nous observons d'autre part que la charge totale moyenne détectée pour les FMI est d'environ 50. Cela indique qu'une forte proportion de matière est évacuée de la source sous forme de fragments de masse intermédiaire, et que la charge moyenne de ces derniers, de l'ordre de 7 ($\langle M_{\text{FMI}} \rangle \approx 7$), demeure importante malgré la valeur élevée de l'énergie d'excitation (12,5 A.MeV).

De manière à quantifier le degré d'asymétrie de la distribution en charge des fragments, nous avons calculé événement par événement les paramètres d'asymétrie à 2 corps (a_2) et à 3 corps (a_3).

Ils s'expriment ainsi :

$$\bullet a_2 = \frac{Z_{\text{max},1} - Z_{\text{max},2}}{Z_{\text{max},1} + Z_{\text{max},2}}.$$

$$\bullet a_3 = \frac{\sqrt{(Z_{\text{max},1} - \langle Z \rangle)^2 + (Z_{\text{max},2} - \langle Z \rangle)^2 + (Z_{\text{max},3} - \langle Z \rangle)^2}}{\sqrt{6} \langle Z \rangle}$$

$$\text{où } \langle Z \rangle = \frac{Z_{\max.1} + Z_{\max.2} + Z_{\max.3}}{3}.$$

Les distributions associées sont présentées sur la figure IV.28. Les moyennes obtenues sur ces variables sont respectivement de 0,19 et 0,21. Nous remarquons que ces valeurs sont relativement faibles, dénotant une grande symétrie en taille des 3 plus gros fragments émis pour chaque événement, en moyenne.

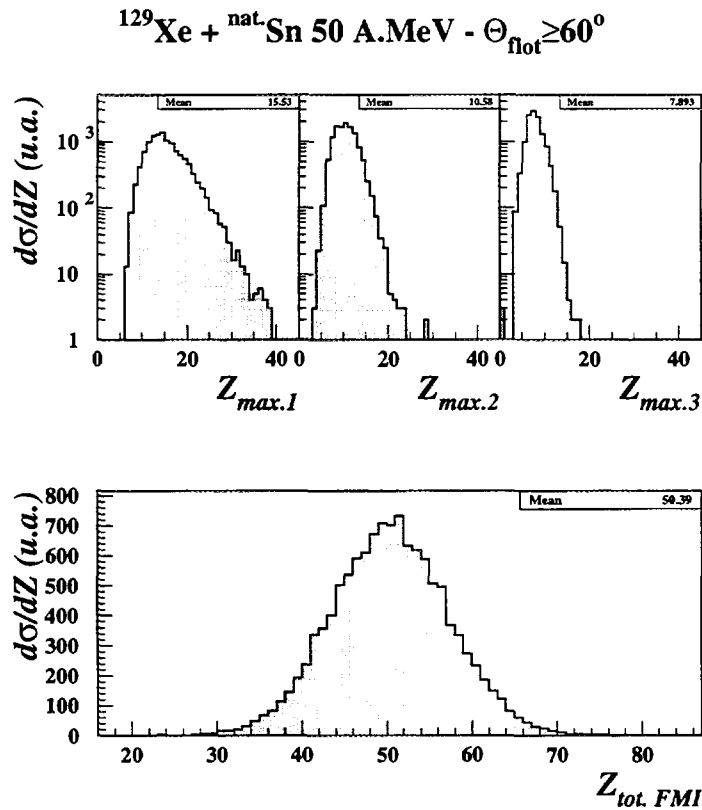


Figure IV.19 : distributions en charge du plus gros ($Z_{\max.1}$), du deuxième ($Z_{\max.2}$) et du troisième plus gros fragment ($Z_{\max.3}$) de chaque événement.

Nous pouvons conclure que sous l'effet d'une énergie d'excitation élevée, la source est rentrée dans un régime de multifragmentation, émettant de nombreux fragments de masse intermédiaire, de tailles voisines. Cela exclut tout processus de désexcitation séquentielle, qui conduit à une faible multiplicité de fragments, avec une très grande disparité de tailles.

Nous présentons dans le tableau IV.2 un récapitulatif des différentes caractéristiques moyennes de la source obtenue dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV. Nous y avons adjoint la part associée à la rémanence de la voie d'entrée (déduite à l'avant et à l'arrière du détecteur suivant la méthode décrite en IV.4a). Enfin, nous avons indiqué les contributions totales : source + rémanents.

		Source*	Rémanents*	Total**
multiplicités	p	7,2	0,6	8,4
	d	3,9	0,6	4,8
	t	2,7	0,7	3,4
	Z = 1	13,8	2,0	16,6
	^3He	0,9	0,5	1,0
	^4He	7,6	2,8	10,4
	Z = 2	8,8	3,5	11,7
	FMI	7,5	0,7	7,5
tailles	Z _{max.1}	15,5	//////////	15,5
	Z _{max.2}	10,6	//////////	10,6
	Z _{max.3}	7,9	//////////	7,9
	a ₂	0,19	//////////	0,19
	a ₃	0,21	//////////	0,21

* : reconstitué (voir texte).

** : détecté.

Tableau IV.2 : récapitulatif des différentes caractéristiques moyennes de la source extraite des collisions centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV ($\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$).

Une autre caractéristique importante de l'émission est donnée par les énergies cinétiques moyennes des particules (entre 60° et 120° dans le référentiel du centre de masse) et des fragments. La figure IV.20 montre les énergies moyennes de particules : protons (p), deutons (d), tritons (t), hélium 3 (^3He), alphas (^4He). Nous observons que les énergies moyennes des deutons, tritons et alphas sont similaires, et que celle des protons est légèrement inférieure. De plus, comme cela avait été déjà observé dans d'autres systèmes, avec d'autres énergies [POG95, LIS95, DOS88], nous remarquons que l'énergie moyenne des ^3He est beaucoup plus élevée que celle des autres particules. Cela pourrait indiquer que les conditions physiques gouvernant l'émission de particules légères dans le processus de désexcitation de la sources sont différentes pour les ^3He .

En effet, il est raisonnable de considérer que l'énergie d'émission des particules légères se réduit, au premier ordre, à la somme des énergies thermique, de barrière coulombienne, et de flot collectif : $E \approx E_{\text{th.}} + B_c + E_{\text{flot}}$. Partant de là, pour expliquer l'excès d'énergie des ^3He par rapport aux autres particules, une émission s'effectuant indifféremment tout au long de la chaîne de désexcitation est à exclure, car, dans ce cas, outre que l'énergie thermique moyenne

serait identique pour toutes les particules (les particules seraient émises à la même température en moyenne) :

- l'énergie de barrière serait la même pour les ^3He et les ^4He (mêmes Z), et l'énergie de flot, proportionnelle à la masse, donnerait finalement plus d'énergie aux ^4He qu'aux ^3He , à l'inverse de ce qui est observé.
- l'énergie de flot serait la même pour les ^3He et les tritons (mêmes A), et l'énergie de barrière des ^3He n'excéderait pas celle des tritons de plus de 6 MeV en moyenne, ce qui n'expliquerait pas les 16 MeV d'écart.

Une explication possible de cet écart pourrait être que les ^3He sont émises plus tôt que les autres particules, quant la taille moyenne de l'émetteur, sa température, et l'énergie de flot sont plus grandes.

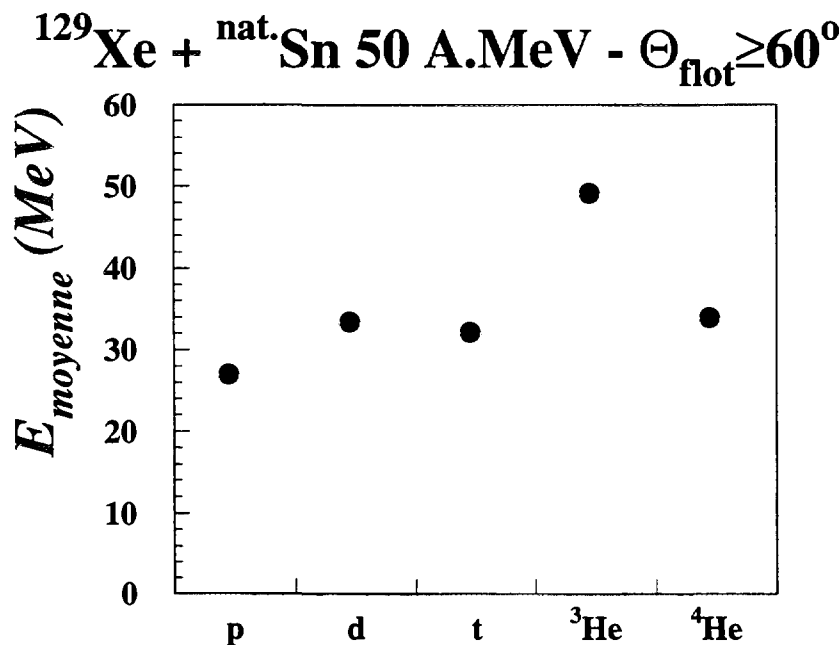


Figure IV.20 : énergies cinétiques moyennes des particules légères dans le centre de masse : protons (p), deutons (d), tritons (t), hélium 3 (^3He), alphas (^4He), isolées dans la source d'émission isotrope; les barres d'erreur sont dans les points.

Concernant les fragments, leurs énergies cinétiques moyennes en fonction de leur charge sont représentées sur la figure IV.21 : pour tous les fragments (a), pour le plus gros fragment (b), et pour tous les fragments sauf le plus gros (c). Nous observons qu'elles augmentent avec la charge, et que pour les charges extrêmes des plus gros fragments, cette énergie moyenne atteint un maximum, voire commence à décroître.

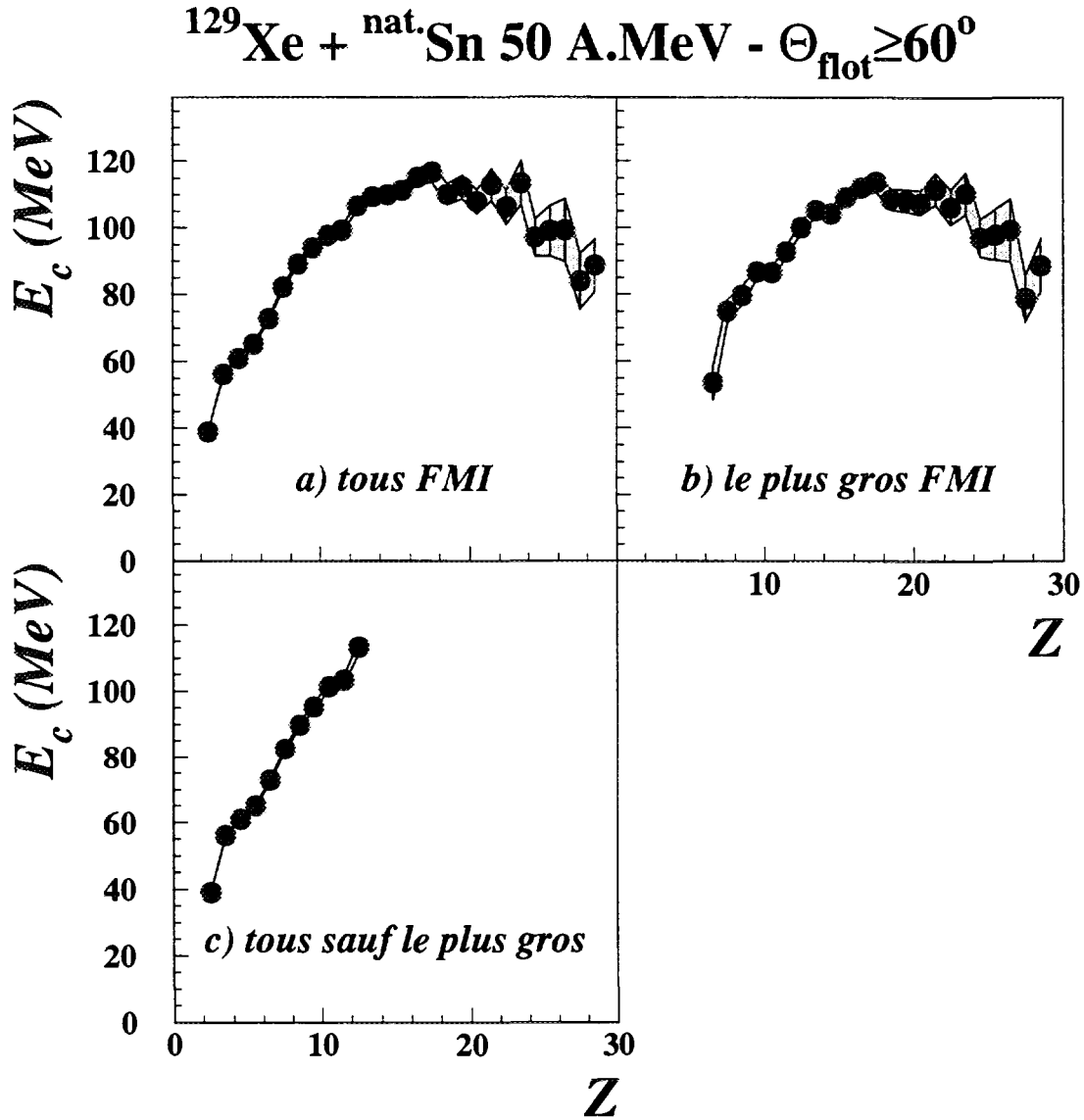


Figure IV.21 : énergies cinétiques moyennes des fragments dans le centre de masse, en fonction de leur charge : pour tous les fragments (a), pour le plus gros fragment (b), et pour tous les fragments sauf le plus gros (c)

5- EXTENSION DE LA SÉLECTION DES COLLISIONS CENTRALES.

Jusqu'à présent, nous nous sommes attachés à sélectionner les collisions les plus centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV en ne considérant que les événements situés dans la tranche la plus extrême en angle de flot, à savoir $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$. Nous pourrions maintenant nous demander si cette sélection ne pourrait pas être étendue à des angles de flot plus faibles.

Autrement dit, cela revient à déterminer jusqu'à quelle mesure les événements conservent leurs caractéristiques de centralité lorsqu'on diminue l'angle de flot minimum requis.

Nous avons vu dans §IV.A.3.b que les événements sélectionnés dans la tranche en angle de flot Θ_3 ($45^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 60^\circ$) avaient qualitativement des caractéristiques similaires à celles des événements sélectionnés dans la tranche Θ_4 ($\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$). Nous avons effectué un examen plus approfondi de ces événements, sur la même base d'observables que celles présentées pour l'étude des événements de la tranche Θ_4 . Sur tous ces points, nous n'avons observé aucune différence notable par rapport à ce qui avait été trouvé pour Θ_4 . Notamment, nous avons observé l'absence de fragments rémanents, et l'existence d'une source d'émission isotrope, de taille et d'énergie d'excitation très proches de celle trouvées pour la tranche Θ_4 . La figure IV.22 illustre ces résultats : elle compare les distributions en charge des événements de la tranche Θ_3 (représentées par des symboles) à celles de la tranche Θ_4 (représentées par des lignes) pour différents domaines angulaires dans le référentiel du centre de masse du système (ceux définis en 3.c). Nous remarquons que les distributions sont très voisines pour les deux tranches, et ce quel que soit l'angle de détection.

De même, concernant les multiplicités de fragments de masse intermédiaire et des particules légères dans la source (reconstituée comme dans §IV.A.4.b), aucune différence notable avec les valeurs obtenues pour les événements de $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$ (présentées dans le tableau IV.2) n'est observée, comme le montre le tableau IV.3.

$45^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 60^\circ$	p	d	t	^3He	^4He	FMI
multiplicités associées à la source	7,2	3,8	2,7	0,9	7,5	7,6

Tableau IV.3 : multiplicités associées à la source reconstituée dans les événements de $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV sélectionnés avec $45^\circ \leq \Theta_{\text{flot}} < 60^\circ$.

Par conséquent, pour les études du chapitre V, nécessitant de disposer de la plus grande statistique d'événements possible, nous nous sommes autorisés à sélectionner les collisions dans les tranches Θ_3 et Θ_4 , c'est-à-dire pour $\Theta_{\text{flot}} \geq 45^\circ$.

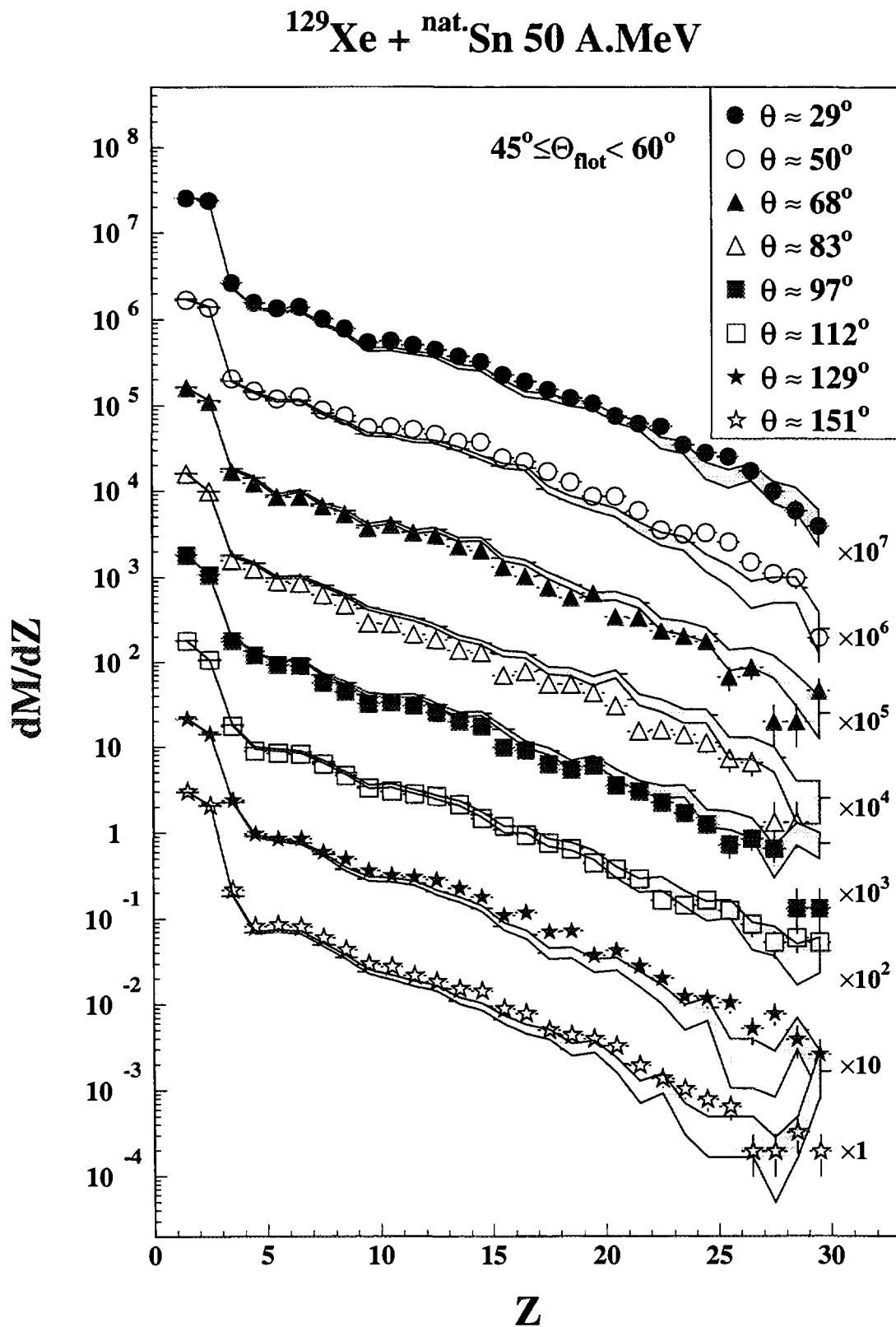


Figure IV.22 : distributions en charge des événements de la tranche d'angle de flot Θ_3 (entre 45° et 60° - points) à celles de la tranche Θ_4 (au-delà de 60° - courbes grisées) pour différents domaines angulaires dans le référentiel du centre de masse, d'angles solides équivalents; les barres et les épaisseurs représentent les erreurs statistiques.

- B -

COMPARAISON AUX MODÈLES.

1- PRÉDICTIONS DU CODE MMMC.

1.a- Introduction.

Dans la partie précédente, nous avons montré que les collisions centrales dans la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV conduisent à la formation d'une source dont la désintégration est caractérisée par une émission isotrope et une multiplicité de fragments élevée. L'isotropie indique qu'au moment de la désintégration, le système a atteint un haut degré d'équilibration. Par conséquent, les données peuvent être comparées à des modèles de type statistique. De plus, la grande multiplicité de fragments suggère que le système a atteint un important volume disponible pour la formation des fragments, donc, qu'il a séjourné dans une région de basse densité.

Dans la référence [MAR95], la présence d'un mouvement collectif avait été mise en évidence pour ce système, en simulant avec le code SIMON (modèle statistique [DUR96]) la désintégration d'une source à une densité $\rho = 1/3 \rho_0$, avec 12,5 A.MeV d'énergie d'excitation, dont 2 A.MeV d'énergie d'expansion collective radiale. Dans ce schéma de désintégration de SIMON, de type multifragmentation "chaude", beaucoup d'énergie d'excitation est stockée dans les 6 fragments formés en première étape (multifragmentation). Ainsi, au cours de la chaîne de désexcitation séquentielle qui s'ensuit, ils émettent à leur tour 2 fragments en moyenne. De plus, toutes les particules légères sont issues de l'évaporation secondaire des fragments. Néanmoins, certaines propriétés de la distribution en charge n'ont pas été reproduites par SIMON.

Dans ces conditions, nous avons confronté nos résultats expérimentaux aux prédictions du modèle plus sophistiqué que constitue MMMC (pour Microcanonical Metropolis Monte Carlo), encore appelé "code de Berlin" [GRO90]. Il s'agit d'une description statique de la multifragmentation statistique et simultanée d'un système équilibré et dilué, donc adaptée à notre physique.

Dans l'esprit des auteurs, un système chaud et dense est formé dans une collision entre ions lourds. Rien n'est supposé à priori sur l'état de ce système, sur son degré d'équilibration. Par la suite, il va se dilater au cours de temps, et explorer une phase transitoire. Au cours de cette expansion, des fragments peuvent se former, néanmoins, parce que le volume du système est encore trop restreint et le milieu encore chaud, les fragments échangent de la matière avec les fragments ou les nucléons du milieu environnant. Aucune hypothèse n'est

faite sur la perte de masse et d'énergie d'excitation, ni sur le degré d'équilibration du système au cours de cette phase. Lorsque le système a atteint un état de densité suffisamment basse, tel que les distances entre constituants du système deviennent supérieures à la portée de l'interaction nucléaire, seule subsiste la composante coulombienne de l'interaction, ce qui a pour conséquence de figer la nature des constituants. À cet instant, on suppose que le système est équilibré, et qu'il explore tout l'espace des phases. Cet état particulier du système est appelé configuration de "freeze-out" ("gel"). C'est à ce niveau que s'applique la modélisation statistique MMMC de la multifragmentation. Les auteurs déterminent les différentes configurations à N fragments. La probabilité de chaque partition est calculée dans l'ensemble microcanonique. Elle dépend de l'espace des phases disponible, déterminé en tenant compte du mouvement des fragments et de leur énergie d'excitation intrinsèque, dont les populations sont choisies indépendantes.

En résumé, cette modélisation est une description statique : l'évolution du système en expansion n'est pas décrite. Elle suppose que le système atteint une configuration diluée dans laquelle l'équilibre thermodynamique est accompli. Au freeze-out, le système "libère simultanément" les fragments, qui ne ressentent alors que l'interaction coulombienne. La configuration au freeze-out est supposée sphérique, de rayon $r_0 * A^{1/3}$ où A est le nombre de masse du système au freeze-out, et r_0 , rayon internucléonique, est un paramètre libre (appelé "rayon de freeze-out"). Nous avons choisi d'adopter un rayon de freeze-out de 2,2 fm parce qu'il s'est avéré avoir été le plus adapté à reproduire les résultats expérimentaux, de même que cette valeur est la plus communément utilisée. Cette valeur correspond à une densité moyenne de matière égale à 1/6 fois la densité nucléaire normale.

Forts de l'absence de fragments rémanents dans nos données, nous nous proposons d'examiner plus particulièrement les propriétés de la distribution en charge en comparaison avec MMMC. Dans un premier temps, dans un cadre purement thermique (i.e. sans mouvement collectif), nous examinerons dans quelle mesure les produits de la source observée dans l'expérience sont compatibles avec un scénario de désintégration statistique d'un système dilué. Ensuite, nous examinerons si la présence d'une composante collective de rotation, que nous introduirons dans MMMC sous forme de moment angulaire, peut expliquer le mouvement collectif mis en évidence dans [MAR95], à travers l'étude des caractéristiques cinématiques des fragments.

1.b- Systématique.

Constat de départ.

Tout d'abord, examinons les prédictions du code pour une source de ^{232}Th ($Z = 90$; la masse 232 correspondant à l'isotope le plus stable; pour des raisons techniques inhérentes au code, il n'a pas été possible d'effectuer le calcul pour $A = 214$, mais l'effet attendu sur la production de fragments est négligeable) portée à 10 A.MeV d'énergie d'excitation, c'est-à-dire un système proche de la source déterminée expérimentalement, à moment angulaire nul. En effet, si nous considérons que 2 A.MeV d'énergie sont évacués par le mouvement collectif, il reste 10 A.MeV d'énergie d'excitation disponible pour la composante thermique et d'énergie potentielle.

Pour tous les résultats des simulations que nous présentons par la suite, nous avons pris en compte la réponse du détecteur en appliquant le filtre expérimental INDRA [CUS96], et les mêmes sélections que celles employées pour les données expérimentales (complétude et sélection en angle de flot).

Sur la figure IV.23, nous avons représenté la distribution en charge obtenue, comparée avec la distribution expérimentale (des événements centraux sélectionnés avec $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$). Nous remarquons qu'il y a un clair désaccord : la distribution issue de MMMC présente une décroissance exponentielle très rapide, caractéristique d'un régime explosif. L'information sur la charge moyenne du plus gros fragment émis $\langle Z_{\text{max}} \rangle$ va dans le même sens : alors que sa valeur expérimentale est de 15,5, nous n'obtenons qu'à peine 7 dans cette simulation. Par contre, la multiplicité de fragments est compatible avec les données expérimentales. Par conséquent, cette observable ne suffit pas pour valider un calcul. D'autres calculs à cette énergie d'excitation avec des tailles de source voisines et différentes valeurs de r_0 n'ont montré aucun changement sensible des distributions en charge et de $\langle Z_{\text{max}} \rangle$. Ce désaccord serait encore plus grand si nous avions utilisé 12 A.MeV d'énergie d'excitation sans enlever une contribution collective.

Donc, même pour une variation raisonnable de la taille de source autour de la valeur expérimentale, un processus de désexcitation purement thermique tel que le décrit MMMC n'est pas compatible avec les hautes énergies d'excitation trouvées expérimentalement. Cette comparaison nous amène à conclure qu'une configuration de freeze-out basée sur la taille et l'énergie d'excitation de la source expérimentale reconstituée n'est pas compatible avec les données, et que le système libère de l'énergie ou de la masse entre le moment où commence la désintégration, et celui où il atteint le freeze-out. C'est ce que nous définissons sous le terme

de "multifragmentation retardée". Il est donc nécessaire de relâcher la contrainte sur la taille et/ou l'énergie d'excitation.

Toujours sur la figure IV.23, nous avons reporté la distribution en charge obtenue avec les événements générés par le code SIMON dans sa version standard (SIMON "chaud"; description : cf. §V) partant d'une source de ^{232}Th portée à 12,5 A.MeV d'énergie d'excitation dont 2 A.MeV d'énergie collective (flot radial auto-similaire), correspondant aux caractéristiques de la source expérimentale. Nous observons que la distribution expérimentale n'est toujours pas reproduite, mais que l'accord est meilleur qu'avec la simulation MMMC, que le système explose nettement moins (une plus large gamme de tailles de fragments est générée), malgré la similitude dans les deux codes des énergies d'excitations disponibles pour la désintégration (10 A.MeV pour MMMC, (12,5 - 2) A.MeV pour SIMON) et des multiplicités moyennes de fragments émis (≈ 7). Cela peut être expliqué par la grande différence entre les deux modes de désintégration. Contrairement à SIMON dans sa version standard, MMMC simule une multifragmentation "froide" : l'essentiel de l'énergie d'excitation y est évacuée en première étape, lors de la partition (fragmentation) au freeze-out, où les fragments sont émis relativement froids, alors que SIMON consacre une part importante de l'énergie à l'excitation des fragments émis.

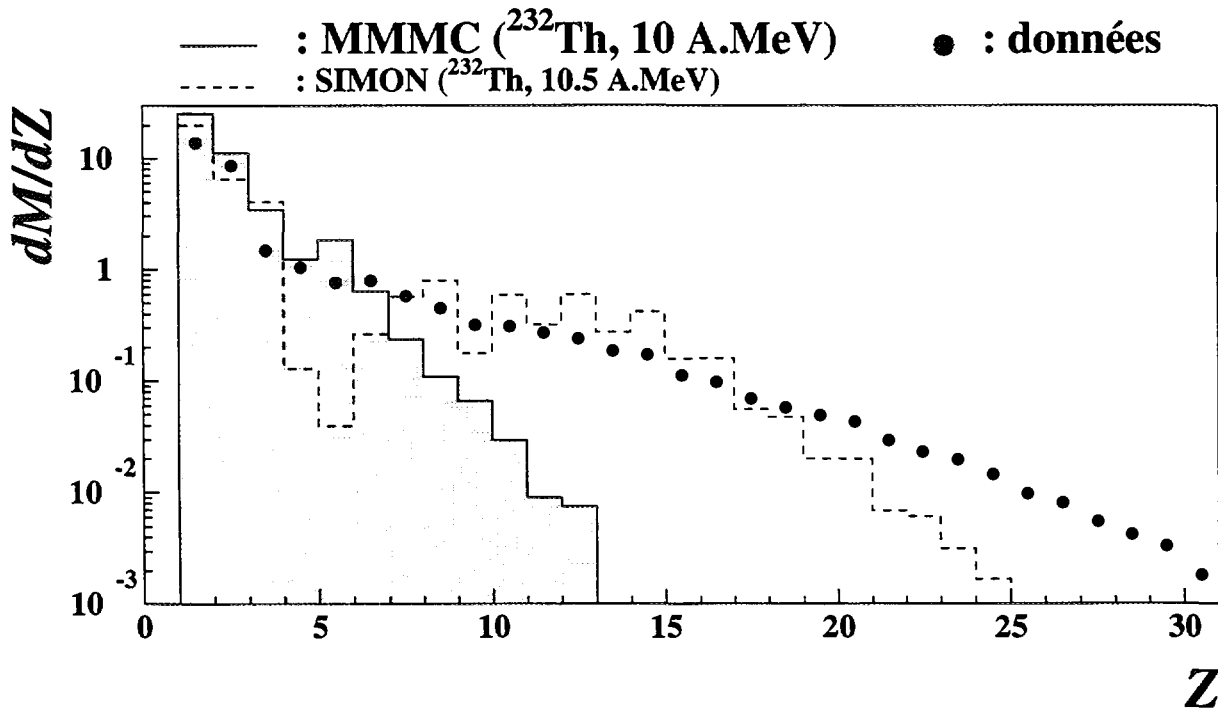


Figure IV.23 : distributions en charge obtenues dans les événements générés par :
 • MMMC avec une source de ^{232}Th à 10 A.MeV d'énergie d'excitation (histogramme grisé),
 • SIMON (version standard - cf. chapitre V) avec une source de ^{232}Th à 12,5 A.MeV d'énergie d'excitation dont 2 A.MeV d'énergie de flot collectif (histogramme pointillé), comparées avec la distribution expérimentale (des événements centraux sélectionnés avec $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$ - points).

Taille et énergie d'excitation optimales.

Nous avons donc effectué une étude systématique de manière à estimer l'énergie d'excitation et la taille de la source au freeze-out pouvant expliquer au mieux les résultats expérimentaux, dans le cadre du modèle MMMC. Trois tailles de source au freeze-out ont été choisies : $Z_{f.o.} = 90$ (celle de la source déterminée expérimentalement), $Z_{f.o.} = 56$ (légèrement supérieure à celle de l'ensemble des fragments de la source déterminée expérimentalement), et une taille intermédiaire : $Z_{f.o.} = 79$. Les énergies d'excitation ont été variées entre 4 et 10 A.MeV.

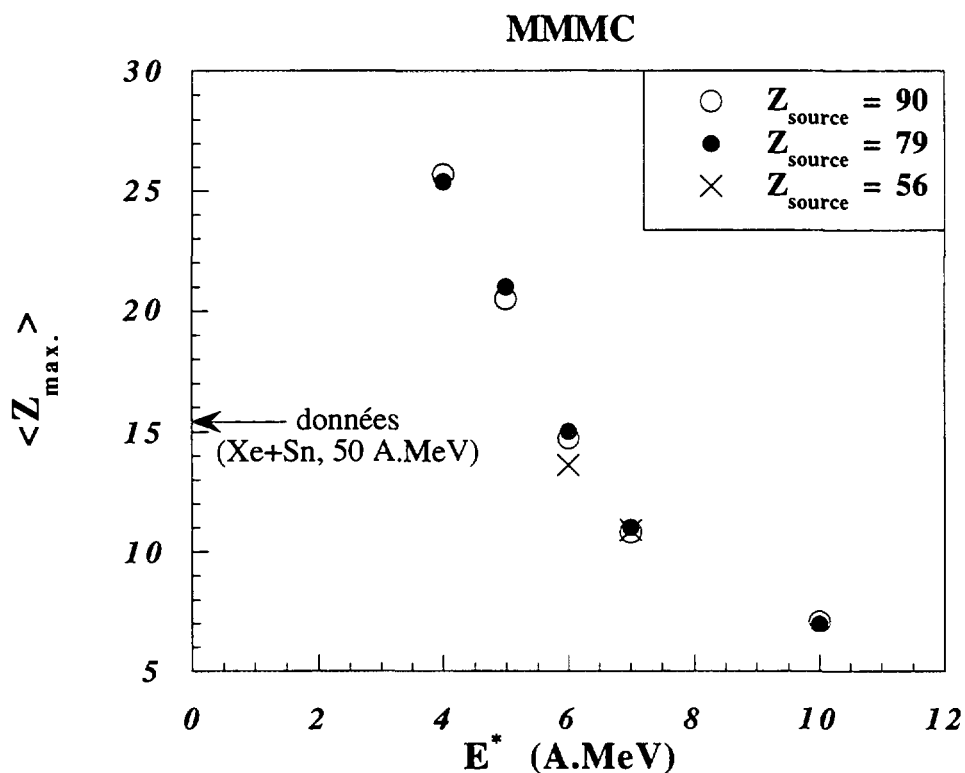


Figure IV.24 : valeurs moyennes de la charge des plus gros fragments de chaque événement obtenu dans les simulations MMMC pour différentes tailles de source et différentes énergies d'excitation; la valeur expérimentale est indiquée par la flèche.

En premier lieu, examinons les résultats issus de cette série de calculs, concernant $\langle Z_{max} \rangle$, dont les valeurs obtenues selon les différentes tailles de source et énergies d'excitation sont présentées par la figure IV.24. Nous remarquons que la taille moyenne du plus gros fragment décroît fortement avec l'énergie d'excitation, ce qui s'explique par le fait que le nombre de voies de désexcitation augmente fortement, et que, par conséquent, s'accroît

la multiplicité moyenne de particules et fragments émis. Comme nous l'avons précisé auparavant, pour 10 A.MeV d'énergie d'excitation, la taille maximale moyenne atteinte est de beaucoup inférieure à la valeur expérimentale, et ce pour toutes les tailles de source considérées. Par conséquent, les hautes énergies d'excitation ne reproduiront pas les données, indépendamment de la taille de source. L'évolution de $\langle Z_{\max} \rangle$ est très sensible à l'énergie d'excitation : de 4 à 10 A.MeV, elle diminue de près d'un facteur 6. Cette observable reflète donc fortement l'énergie d'excitation. De plus, dans ce domaine en énergie, la taille initiale de la source influe peu sur $\langle Z_{\max} \rangle$. Pour peu que l'énergie d'excitation soit suffisamment élevée (ici supérieure à 4 A.MeV), cette observable a un comportement asymptotique, indépendant de la taille du système. Enfin, quelle que soit la taille initiale adoptée, $\langle Z_{\max} \rangle$ montre que l'énergie d'excitation la plus appropriée à reproduire sa valeur expérimentale est d'environ 6 A.MeV.

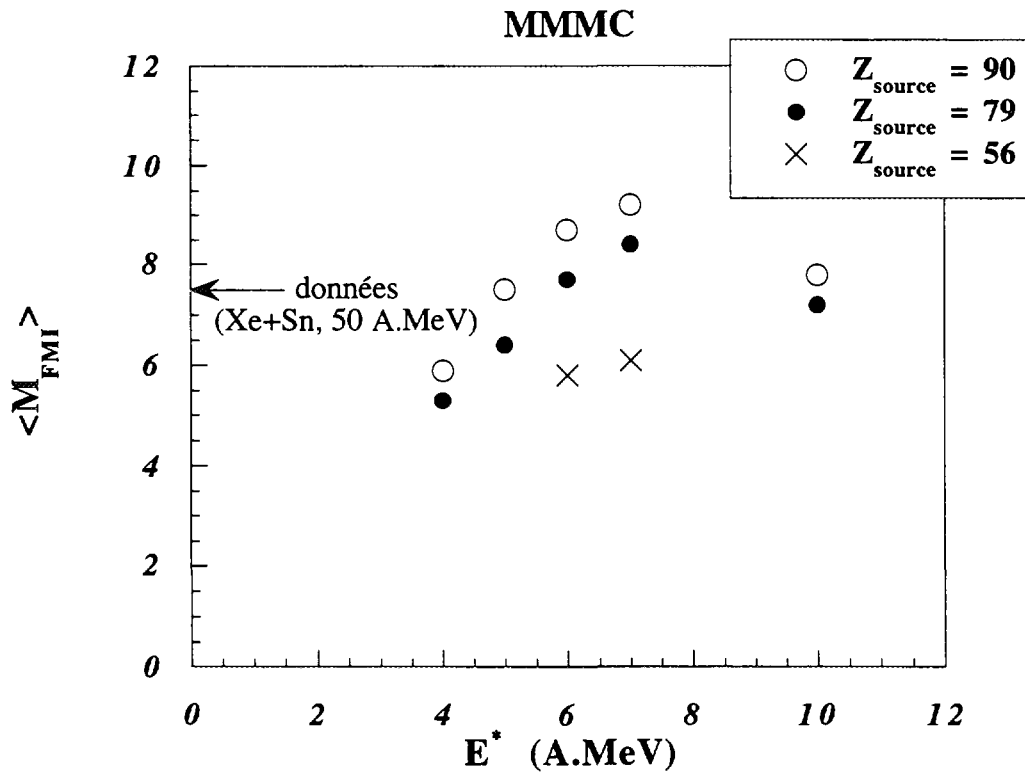


Figure IV.25 : *multiplicités moyennes des fragments de masse intermédiaire obtenus dans les événements MMC simulés avec différentes tailles de source et différentes énergies d'excitation; la valeur expérimentale est indiquée par la flèche.*

Considérons maintenant les multiplicités de fragments ($Z \geq 3$) obtenues avec ces calculs (figure IV.25). Nous obtenons pour toutes les tailles de source une évolution en cloche en fonction de l'énergie d'excitation (E^*), dont le maximum semble se situer autour de 7 A.MeV, avec une amplitude dépendant de la taille de source. Ce résultat est à mettre en

relation avec un facteur d'échelle : la dépendance disparaît si nous rapportons les multiplicités à la taille initiale du système. Plus particulièrement, nous observons qu'à 6 A.MeV, la taille $Z_{f.o.} = 90$ est exclue pour reproduire la valeur expérimentale de la multiplicité de fragments (M_{FMI}). Il faudrait plutôt retenir des tailles de source sensiblement inférieures, légèrement en-dessous de $Z_{f.o.} = 79$. Compte tenu de la possibilité pour un certain nombre de fragments d'avoir été émis en première phase de la désexcitation (phase primaire d'expansion), nous ne pouvons rejeter une taille proche de $Z = 56$, même si elle résulte, par désintégration thermique (MMMC), en une multiplicité de fragments inférieure à la multiplicité expérimentale.

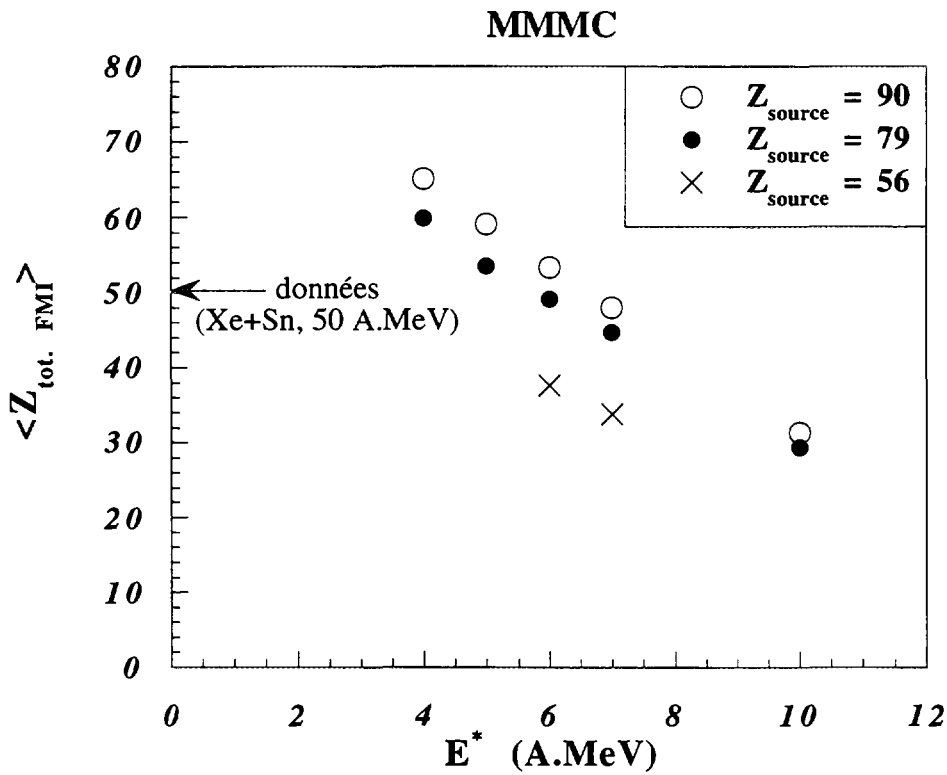


Figure IV.26 : charge totale moyenne des fragments de masse intermédiaire dans les événements générés par MMC pour différentes tailles de source et énergies d'excitation; la valeur expérimentale est indiquée par la flèche.

Enfin, si l'on étudie l'évolution de la charge totale emportée par les fragments ($Z_{tot. FMI}$) en fonction de l'énergie d'excitation (figure IV.26), elle présente une décroissance linéaire avec l'énergie, dont la dépendance en fonction de la taille de source tend à s'amenuiser avec les hautes énergies. Cette grandeur semble directement reliée à l'énergie d'excitation, de la même manière que la valeur moyenne de la variable Z_{bound} (somme des charges des noyaux de $Z \geq 2$) à laquelle elle s'apparente, et qui est souvent utilisée par ailleurs [SCH96] comme échelle expérimentale d'énergie d'excitation. Il faut toutefois noter que la relation de linéarité (pente) dépend de la taille initiale de la source. Là encore, 6 A.MeV se

confirme comme étant l'énergie d'excitation la mieux adaptée pour reproduire la valeur expérimentale. Ici, des tailles de source allant de $Z = 79$ à $Z = 90$ sont cohérentes avec l'expérience, mais, compte tenu des remarques issues de l'étude des multiplicité de fragments, $Z_{f.o.} = 90$ est exclu. Avec $Z_{f.o.} = 56$, il manque par rapport à l'expérience 12 unités de charge associées aux 1,5 fragments en moins (cf. figure IV.25), impliquant des fragments beaucoup trop gros (de $Z = 8$ en moyenne) pour être émis avant un freeze-out. Cela élimine donc $Z_{f.o.} = 56$.

Pour conclure, le système le plus approprié à reproduire la désintégration de notre source expérimentale dans le cadre de MMMC correspond à une charge de $Z=79$ et à une énergie d'excitation de 6 A.MeV. C'est cette source que nous choisissons pour approfondir notre comparaison. Ces variables d'entrée sont en-deça des grandeurs expérimentales. S'il est encore délicat à ce niveau de l'analyse de préciser la taille du système au freeze-out, par contre, dans le cadre du scénario choisi, l'énergie d'excitation semble plus facile à déterminer et quoiqu'il en soit nettement inférieure à la valeur expérimentale. Il peut y avoir plusieurs raisons pour expliquer cela. En particulier, le système évacue beaucoup d'énergie et de masse avant d'atteindre la configuration de freeze-out, et l'énergie d'excitation est répartie sur plusieurs composantes : thermique, de rotation, collective, etc.

Avant d'aborder la question d'une possible composante supplémentaire dans l'énergie d'excitation, nous avons examiné en détail les caractéristiques de la désintégration d'un noyau de ^{197}Au (nous avons choisi de nous placer dans le cadre d'isotopes sources stables) à 6 A.MeV. La taille choisie est un compromis entre les valeurs moyennes expérimentales de la taille de source, et de la charge totale des fragments, sachant que $\langle Z_{\text{max.}} \rangle$, $\langle Z_{\text{tot. FMI}} \rangle$, et $\langle M_{\text{FMI}} \rangle$ résultant de MMMC sont dans ce cas compatibles avec les données.

1.c- Source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation.

Caractéristiques générales.

Nous présentons dans le tableau IV.4 les caractéristiques générales des événements obtenus avec MMMC pour la source de ^{197}Au à 6 A.MeV :

- * les multiplicités moyennes détaillées,
- * les valeurs moyennes des paramètres de taille des fragments : $Z_{\text{max.1}}$ (charge du plus gros fragment), $Z_{\text{max.2}}$ (du deuxième plus gros), $Z_{\text{max.3}}$ (du troisième plus gros), a_2 et a_3 (paramètres d'asymétrie sur les 2 et 3 plus gros fragments respectivement - cf. § IV.A.4b).

En comparant avec les caractéristiques expérimentales présentées dans le tableau IV.2, nous constatons qu'autant les caractéristiques associées à la production de fragments sont très proches de l'expérience (cf. tableau IV.2), les multiplicités associées aux particules de $Z = 1$ sont sous-estimées, tandis que celles des particules de $Z = 2$ sont correctes. Il semble donc que la multifragmentation purement thermique ne peut reproduire parfaitement le mécanisme de production des particules tout en expliquant correctement les caractéristiques moyennes des fragments.

Multiplicités (moyennes)*	p	d	t	$Z = 1$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	$Z = 2$	FMI
	4,5	3,0	1,7	9,1	0,8	6,7	7,6	7,2
Tailles (moyennes)	$Z_{\text{max.1}}$	$Z_{\text{max.2}}$	$Z_{\text{max.3}}$	a_2	a_3			
	14,6	9,6	7,5	0,20	0,21			

* : dans la comptabilité, nous avons dissocié les noyaux instables issus du calcul : ${}^5\text{He}$ en $n + {}^4\text{He}$, et ${}^8\text{Be}$ en $2 {}^4\text{He}$.

Tableau IV.4 : caractéristiques moyennes de la simulation MMC d'une source de ${}^{197}\text{Au}$ à 6 A.MeV d'énergie d'excitation.

Tailles des 3 plus gros fragments.

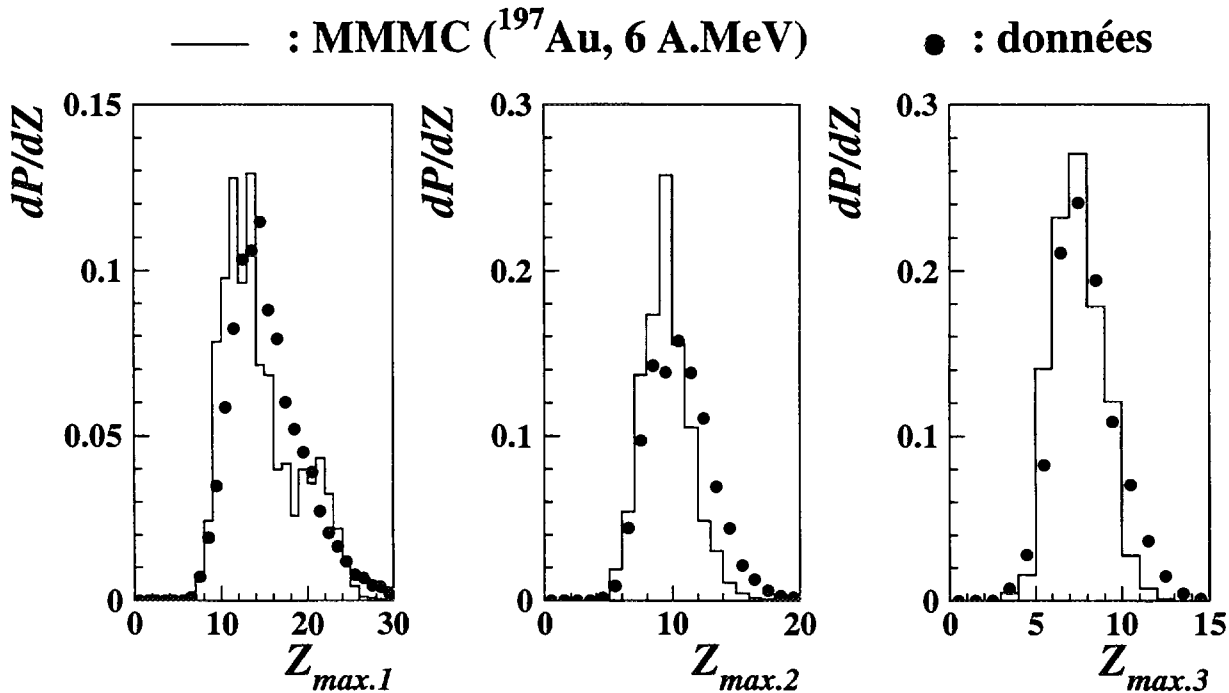


Figure IV.27 : distributions des charges des 3 plus gros fragments ($Z_{\text{max.1}}$, $Z_{\text{max.2}}$, $Z_{\text{max.3}}$) dans la simulation MMC ${}^{197}\text{Au}$ à 6 A.MeV d'énergie d'excitation (histogramme), comparées aux distributions expérimentales (points).

Maintenant, examinons non plus les valeurs moyennes mais les distributions des charges des 3 plus gros fragments ($Z_{\max.1}$, $Z_{\max.2}$, $Z_{\max.3}$) présentées par la figure IV.27.

Corrélation en tailles de fragments.

De la même manière, étudions les distributions associées aux paramètres d'asymétrie des 2 et 3 plus gros fragments, a_2 et a_3 respectivement (figure IV.28).

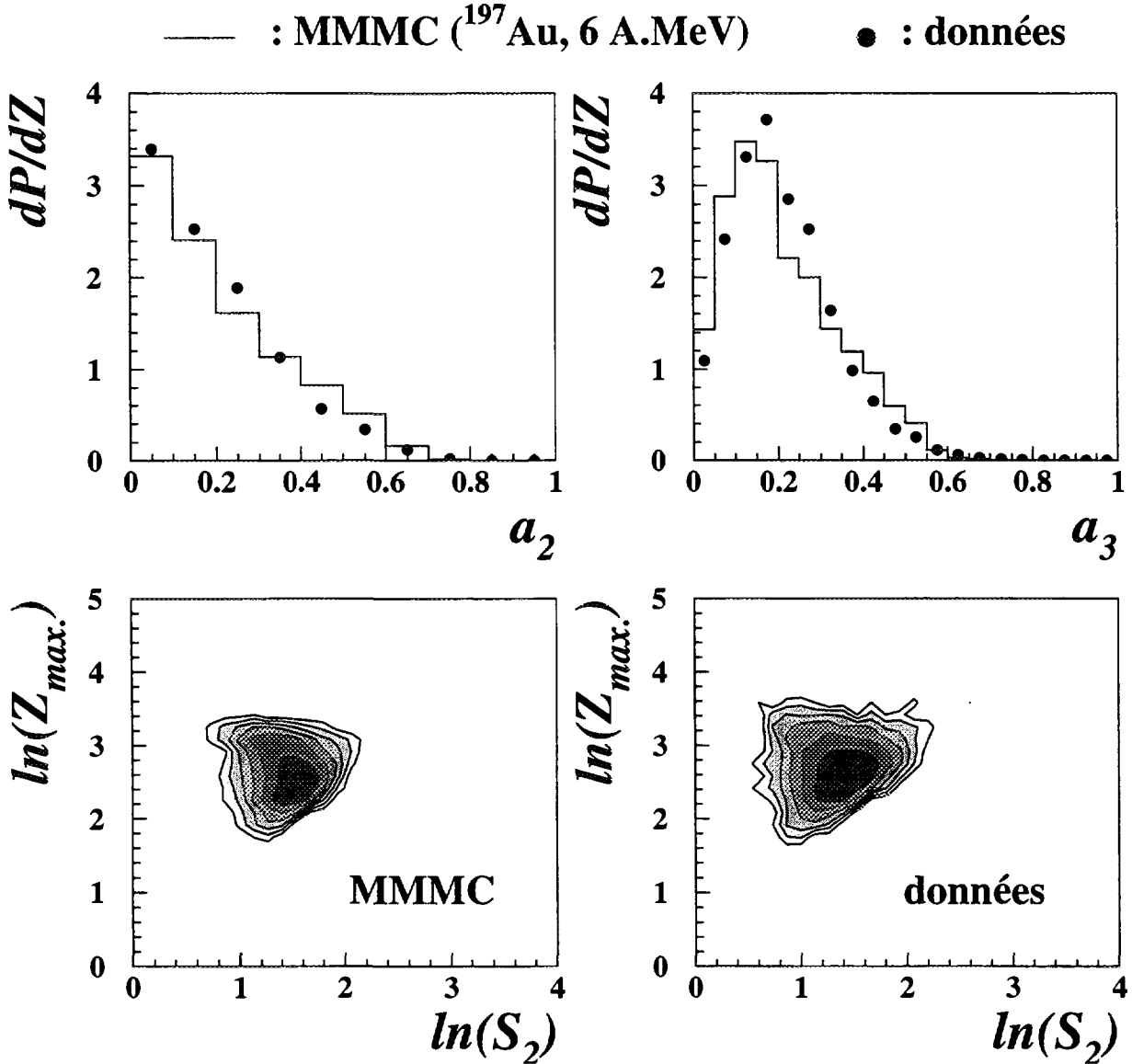


Figure IV.28 : distributions des paramètres d'asymétrie des 2 et 3 plus gros fragments, a_2 et a_3 respectivement, et matrices $\ln(Z_{\max.})$ en fonction de $\ln(S_2)$, (voir texte) pour les événements générés par MMC avec une source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation, et pour les événements expérimentaux.

Nous avons aussi représenté sur la figure IV.28 la matrice $\ln(Z_{\max.})$ en fonction de $\ln(S_2)$, où $Z_{\max.}$ est la charge du plus gros fragment de chaque événement, et la variable S_2 le

moment réduit d'ordre 2 de la partition de charge. Cette variable calculée pour chaque événement se formule comme le rapport entre le moment d'ordre 1 (M_1) et le moment d'ordre 2 (M_2) de la partition de charge, le plus gros fragment exclu :

$$S_2 = \frac{\sum_{Z \neq Z_{\max.}} Z^2 n(Z)}{\sum_{Z \neq Z_{\max.}} Z n(Z)} = \frac{M_2}{M_1}, \text{ où } n(Z) \text{ est la multiplicité de charges } Z \text{ dans l'événement.}$$

Cette variable a la propriété de rendre compte des disparités en taille des fragments (le plus gros exclu), événement par événement : elle prend des valeurs d'autant plus grandes que les partitions de fragments ont des charges très diverses.

Sachant que ces représentations sont très sensibles à la configuration de fragmentation, et constituent par conséquent de fortes contraintes pour les modèles, les accords obtenus avec les résultats expérimentaux sont très satisfaisants :

- * en a_2 : sur la forme et la largeur de la distribution.
- * en a_3 : sur la largeur et la valeur la plus probable.
- * en $\ln(Z_{\max.})$ en fonction de $\ln(S_2)$: sur la forme générale, la compacité, ainsi que sur la localisation de l'îlot.

Distribution en charge.

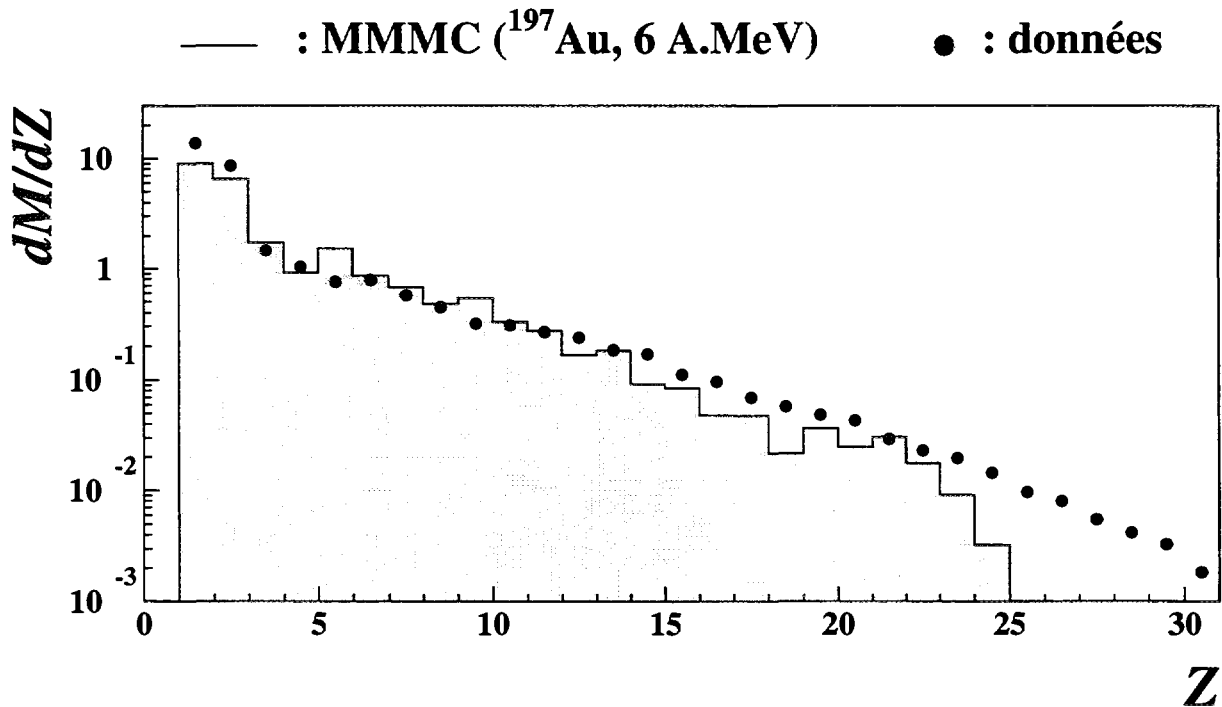


Figure IV.29 : distribution en charge obtenue dans la simulation MMC avec une source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation (l'erreur statistique ne dépasse pas l'épaisseur des créneaux grisés), comparée à la distribution expérimentale (points), en termes de multiplicités.

Maintenant que nous avons étudié en détail les propriétés de la configuration de multifragmentation obtenue avec le modèle, penchons-nous sur la caractéristique globale que constitue la distribution en charge. La figure IV.29 la présente en termes de multiplicités, comparée avec la distribution expérimentale. Notons que les barres d'erreur sont inférieures à la taille des symboles. Nous observons que la distribution de fragments ($Z \geq 3$) s'accorde de manière satisfaisante avec l'expérience, et ce jusqu'aux plus grandes charges ($Z \approx 25$).

Énergies cinétiques moyennes des fragments.

Examinons maintenant les caractéristiques cinétiques moyennes des fragments. Nous présentons sur la figure IV.30 les énergies cinétiques moyennes des fragments, comparées aux valeurs expérimentales (représentées par les points). Il ressort clairement que les énergies cinétiques moyennes résultant de MMMC sont très nettement inférieures aux valeurs expérimentales sur toute la gamme de charges : inférieures d'un facteur 2. Bien que l'allure soit globalement reproduite.

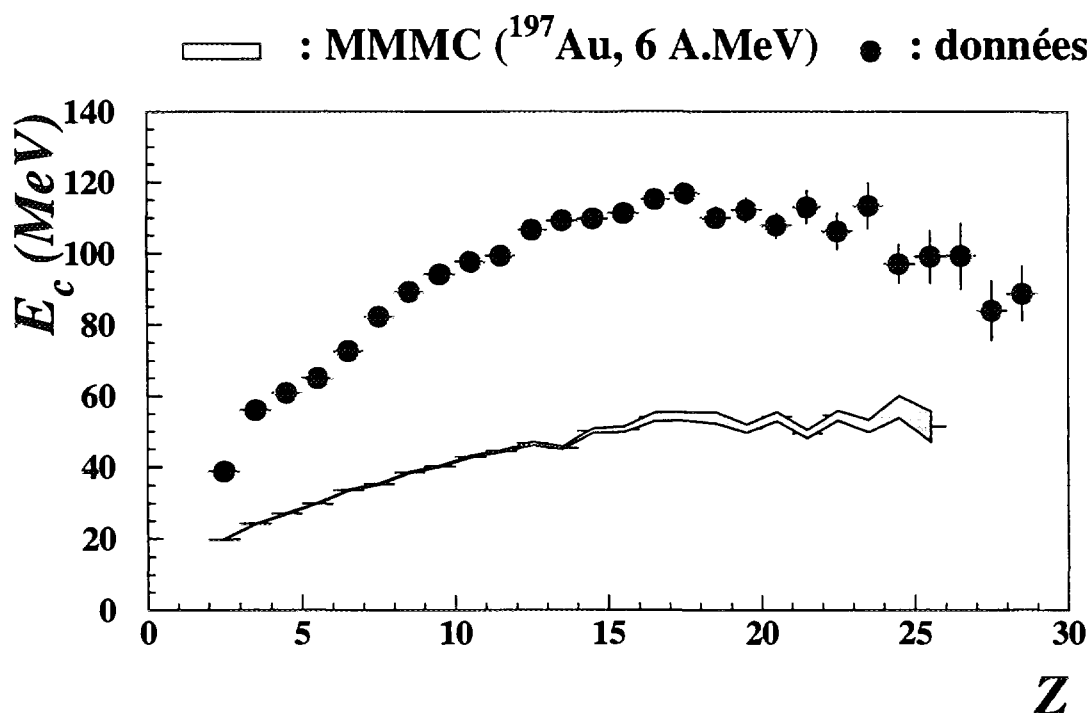


Figure IV.30 : énergies cinétiques moyennes des fragments de masse intermédiaire obtenus dans la simulation MMMC (lignes grisées d'épaisseurs correspondant aux erreurs statistiques), comparées aux valeurs expérimentales (représentées par des points)

Si nous augmentons la densité au freeze-out pour le même système, en adoptant un rayon r_0 de 1,7 fm (correspondant à une densité de $1/3 \rho_0$), l'énergie coulombienne des fragments est accrue de 25%. Cela n'est toujours pas suffisant pour atteindre les valeurs expérimentales d'énergie cinétique. Ce constat éloquent signifie qu'un scénario purement thermique ne peut expliquer les énergies cinétiques élevées obtenues dans l'expérience, et qu'il faut invoquer la présence d'un mouvement collectif conférant un supplément d'énergie cinétique aux fragments.

1.d- EFFET DU MOMENT ANGULAIRE.

De manière à introduire dans le cadre de MMMC ce supplément d'énergie cinétique pour retrouver les énergies moyennes expérimentales, nous avons exploré l'influence du moment angulaire.

Dans ce modèle, le moment angulaire I est fixé au départ (en paramètre d'entrée), identique pour tous les événements simulés (il n'est pas choisi dans une distribution). La rotation du système est rigide, c'est-à-dire que tous les nucléons ont la même vitesse angulaire autour de l'axe de rotation. Le moment angulaire est pris en compte dans le bilan en énergie totale disponible pour le calcul des partitions de la multifragmentation. Ainsi, il affecte les configurations de fragmentation, comme cela a été montré dans la référence [BOT95]. En effet, celles qui sont caractérisées par les plus petits moments d'inertie, donc les plus grandes énergies de rotation (énergie de rotation = $\hbar I(I+1)/2J$, J est le moment d'inertie du système, I est fixé), sont défavorisées. Dans ce cadre, l'énergie d'excitation ne contribue plus seulement à la désintégration du système (en énergie thermique), mais aussi à sa rotation.

Nous avons effectué une étude systématique sur la source de ^{197}Au de manière à trouver l'énergie d'excitation totale (participant au processus thermique et à la rotation) et le moment angulaire, par approximations successives, qui nous permettent de reproduire au mieux les énergies cinétiques moyennes des fragments issues de l'expérience, tout en conservant au mieux l'accord sur les partitions que nous avons obtenu avec la désintégration de la source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation sans moment angulaire.

Nous avons ainsi abouti à une valeur de $640 \hbar$ pour le moment angulaire pour une énergie d'excitation de 8,5 A.MeV. L'énergie moyenne de rotation induite est alors de l'ordre de 2,6 A.MeV.

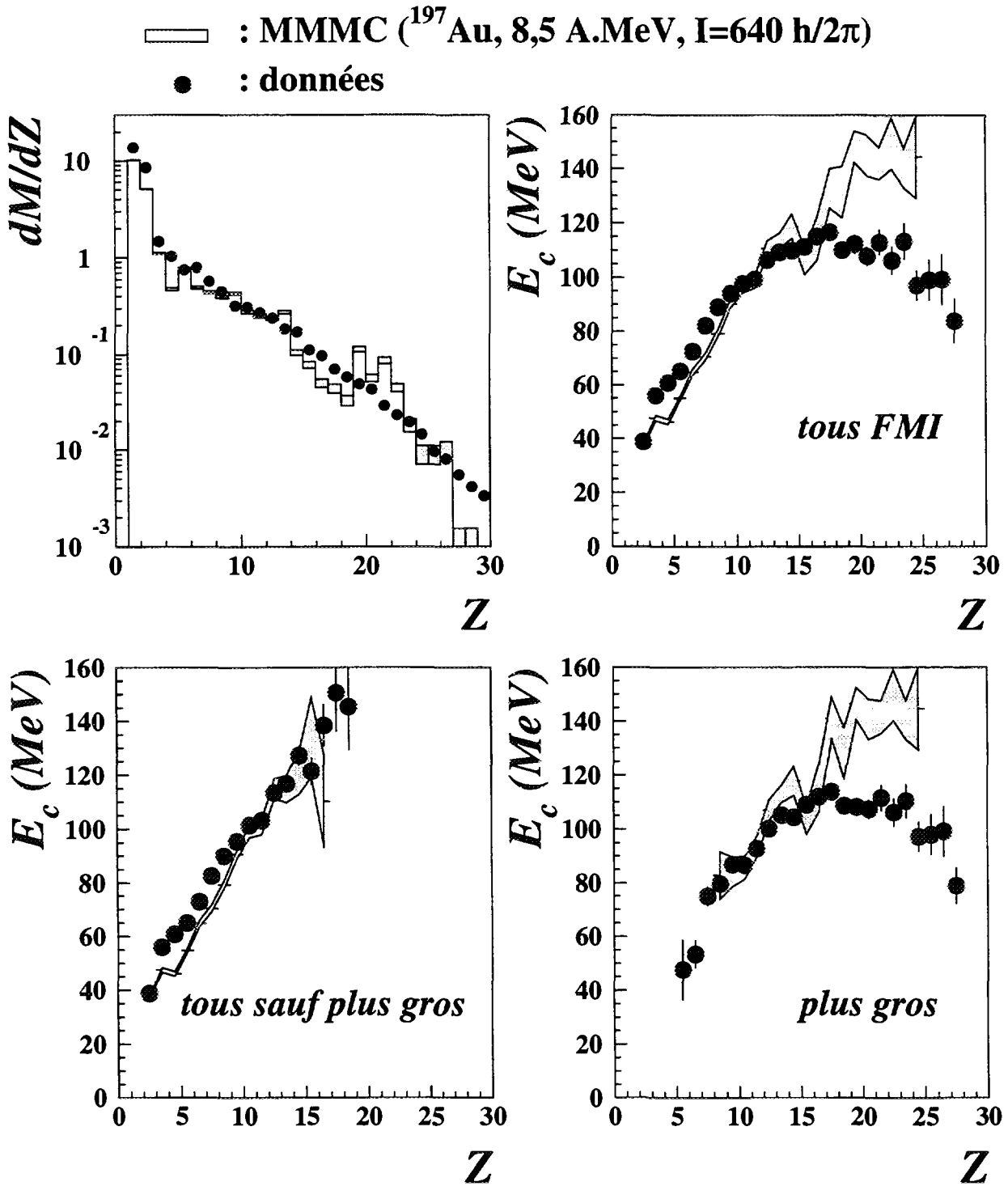


Figure IV.31 : comparaisons des résultats obtenus avec la simulation MMC d'une source de ^{197}Au à 8,5 A.MeV d'énergie d'excitation avec $640 \hbar$ de moment angulaire (lignes grisées dont les largeurs représentent les erreurs statistiques), et des résultats expérimentaux (points) : distributions en charges, énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur charge, pour tous les fragments, pour tous sauf le plus gros, et pour le plus gros.

Le principal effet du moment angulaire sur les partitions se traduit sur la taille du plus gros fragment, qui tend à augmenter sensiblement avec le moment angulaire ($\langle Z_{\text{max.}} \rangle \approx 17,5$ ici). En effet, minimiser l'énergie de rotation (donc maximiser le moment d'inertie à I fixé) favorise la formation de gros fragments excentrés. Ensuite, nous notons une diminution sensible de la multiplicité de fragments ($M_{\text{FMI}} \approx 6$). Néanmoins, son effet sur les partitions reste peu prononcé, comme nous pouvons le voir sur la figure IV.31, avec la distribution en charge. La distribution expérimentale est encore reproduite, de manière semblable à ce que donne la source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation sans moment angulaire, si ce n'est que la dissymétrie en charge apportée par le plus gros fragment accentue la production autour de $Z = 20$. Nous avons aussi représenté sur cette figure les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur charge, pour tous les fragments, pour tous sauf le plus gros, et pour le plus gros. Nous constatons que si l'on exclut le plus gros fragment de chaque événement l'accord avec l'expérience est devenu correct: l'ajout de la rotation a doublé l'énergie cinétique moyenne des fragments. En revanche, nous notons que l'introduction du moment angulaire confère en moyenne trop d'énergie cinétique aux plus gros fragments ($Z_{\text{max.1}}$) de $Z \geq 15$, ne permettant pas de reproduire la redescente de l'énergie cinétique moyenne que nous observons dans l'expérience.

En effet, dans MMMC, comme les plus petits fragments, le plus gros peuple à peu près aléatoirement toute la sphère au freeze-out (seules les configurations très centrées sont défavorisées puisqu'elles consomment beaucoup d'énergie de rotation à moment angulaire fixé), quelle que soit sa taille. Il explore donc à peu près le même champ de vitesses centrifuges que les autres fragments. Cela n'apparaît pas dans les données expérimentales qui montrent que les plus gros fragments de $Z \geq 15$ sont plus lents, laissant penser qu'ils n'ont pas la même répartition géométrique dans le volume d'émission. Dans le cadre d'une rotation rigide ou d'une expansion auto-similaire, cela signifierait qu'ils sont formés plus près du centre que les autres fragments. Ce constat va dans le sens des analyses exposées dans [BAC96] et [NGU96] (pour le système étudié ici) qui montrent que dans le cadre du code SIMON, il faut placer le plus gros fragment préférentiellement près du centre de la configuration pour reproduire l'allure de la courbe des énergies cinétiques moyennes des plus gros fragments en fonction de leur charge. Néanmoins, il reste que ce type de configuration s'oppose à la formation d'un gros fragment excentré que favorise le mouvement de rotation dans le cadre de MMMC.

Nous avons pu reproduire globalement les partitions et les caractéristiques expérimentales en ajoutant du moment angulaire à la source de ^{197}Au , tout en augmentant son énergie d'excitation. Bien que nous ayons conservé pour cela une énergie d'excitation raisonnable, il nous a fallu introduire $640 \hbar$ de moment angulaire dans le système. Cette valeur est très élevée. Nous pouvons nous interroger sur la validité d'une telle valeur, d'autant

plus que nous pensons être en présence de collisions centrales, donc, de faibles moments angulaires. Un calcul simple du paramètre d'impact associé à un moment angulaire de $640 \hbar$ abouti à une valeur de 7 fm, à comparer aux 12 fm du paramètre d'impact maximal associé au système Xe + Sn. Une telle valeur est évidemment incompatible avec des collisions centrales.

Pour appuyer l'incohérence d'un tel moment angulaire avec les résultats expérimentaux, examinons le spectre de corrélation azimutale induit entre alphas dans la simulation (figure IV.32, créneaux grisés, obtenu selon la méthode utilisée dans §IV.3.b). Comparé aux données expérimentales (points), nous remarquons qu'il est beaucoup trop creusé, avec une forme en U caractérisant la présence d'un plan d'émission marqué, engendré par la rotation du système. Un tel plan n'est pas présent dans l'expérience.

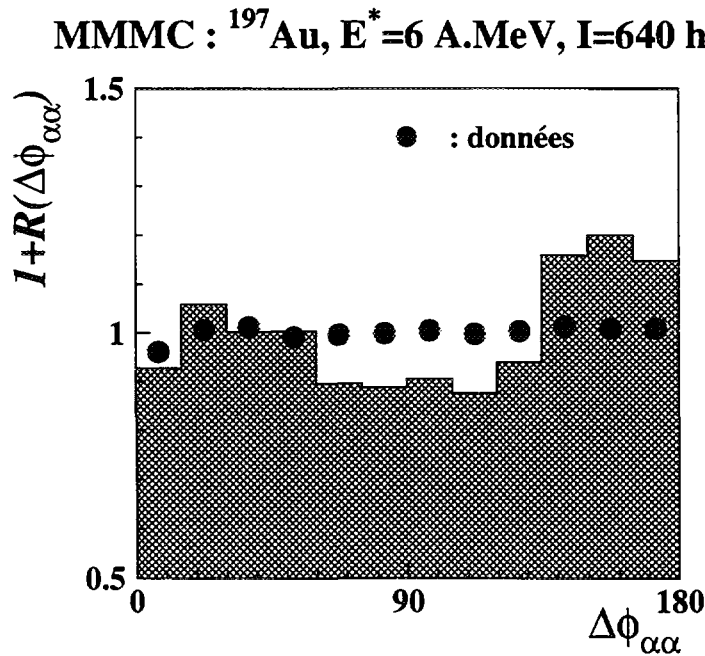


Figure IV.32 : fonction de corrélation en angle azimutal relatif entre particules alpha, construite dans les mêmes conditions que pour la figure IV.8, pour les événements générés par MMC avec une source de ^{197}Au à 8,5 A.MeV d'énergie d'excitation et $640 \hbar$ de moment angulaire (créneaux grisés), comparée à la fonction de corrélation expérimentale (points).

En conclusion, nous avons observé qu'avec la source de ^{197}Au , contraints par la distribution en charge et les énergies cinétiques moyennes de fragments, le moment angulaire $I = 640 \hbar$ et l'énergie d'excitation $E^* = 8,5 \text{ A.MeV}$ étaient le couple de paramètres donnant le meilleur accord avec l'expérience. En effet, nous avons observé que les partitions sont déterminées au premier ordre par l'énergie thermique. De plus, le moment d'inertie est principalement contraint par ces partitions, et n'est modifié par le moment angulaire que dans une faible proportion. Ainsi, si nous cherchons à modifier le moment angulaire tout en

conservant les principales caractéristiques des partitions, donc tout en fixant au premier ordre le moment d'inertie, nous modifions l'énergie de rotation, et les énergies cinétiques des fragments.

Nous avons aussi vérifié qu'avec une source de $Z = 56$, il est nécessaire d'introduire un moment angulaire de $430 \hbar$ (avec $9,5 \text{ A.MeV}$ d'énergie d'excitation), ce qui reste déraisonnable.

Donc, dans le cadre de MMMC, il n'est pas possible d'expliquer les énergies cinétiques expérimentales à l'aide d'un mouvement collectif de rotation.

Effet du filtre.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les résultats présentés sont filtrés par le dispositif expérimental INDRA, et répondent aux critères de complétude, à savoir :

$$* Z_{\text{tot.}} \geq 80\% Z_{f.o.},$$

* $P_z = \sum_{i=1}^{M_{\text{tot}}} Z_i \{ (V_z^{c.d.m.})_i + V_0 \} \geq 80\% Z_{\text{source}} * V_0$, où $V_0 (= 5,1 \text{ cm/ns})$ est la vitesse de la source dans le référentiel du laboratoire, $(V_z^{c.d.m.})_i$ est la vitesse du noyau i dans le référentiel du centre de masse de la source (dans lequel MMMC effectue la désintégration).

La figure IV.33 montre l'influence du filtre : analogue à la figure IV.3 présentant les données expérimentales, elle représente les événements filtrés provenant de la désexcitation de ^{197}Au à $8,5 \text{ A.MeV}$ d'énergie d'excitation avec $640 \hbar$ de moment angulaire, dans le diagramme charge totale - impulsion totale relative dans le référentiel du laboratoire. Nous avons vu qu'avec cette valeur de moment angulaire, la cinématique des fragments se rapproche le plus des conditions expérimentales, ce qui nous met dans les conditions les plus réalistes pour tester l'effet du filtre. Nous avons figuré par la zone encadrée l'ensemble des événements retenus par les critères de complétude. Nous y remarquons la présence d'un îlot centré autour de 90% de la charge totale initiale, et de 95% de l'impulsion totale initiale, à travers une distribution de forme très proche de celle observée dans la zone I de la figure IV.3. Nous constatons de plus que la sélection exclut une bonne partie des événements (près de 55%).

Il reste à ajouter que si nous imposons la sélection en angle de flot appliquée aux événements expérimentaux ($\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$), nous n'observons aucun effet majeur sur les événements complets dans cette représentation, de même sur les observables que nous avons représentées pour les comparaisons expérimentales. Outre que cette coupure en angle de flot

réduit sensiblement la statistique, c'est la raison pour laquelle cette sélection supplémentaire n'a pas été effectuée sur les résultats MMMC présentés.

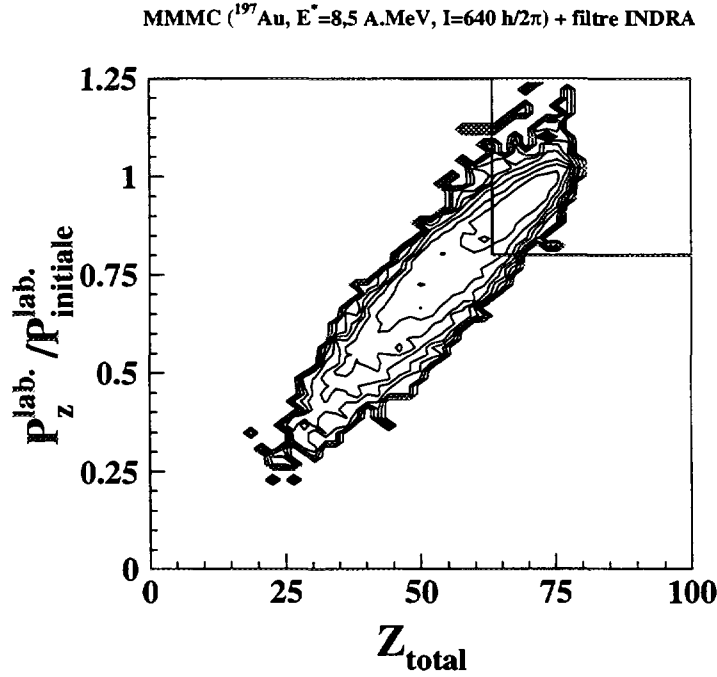


Figure IV.33 : représentation analogue à la figure IV.3 : matrice charge totale - impulsion totale relative (par rapport à l'impulsion initiale de la source) dans le référentiel du laboratoire pour les événements filtrés provenant de la simulation ^{197}Au à 8,5 A.MeV d'énergie d'excitation avec 640 \hbar de moment angulaire.

1.e- ESTIMATION DE L'ÉNERGIE COLLECTIVE.

Faisons l'hypothèse que le mouvement collectif est découplé du processus thermique présidant à la fragmentation du système, ce qui est correct en première approximation dans le cas d'un mouvement de rotation, comme nous l'avons vu dans le cadre de MMMC. Nous pouvons alors considérer l'énergie collective moyenne comme étant celle qu'il manque à l'ensemble des particules et des fragments issus d'un processus purement thermique pour reproduire les énergies cinétiques moyennes expérimentales. Cela peut se formuler ainsi :

$$E_{\text{collective}} = \sum_Z \left(\langle E_c(Z) \rangle_{\text{données}} - \langle E_c(Z) \rangle_{\text{MMMC}} \right) \left(\frac{dM}{dZ}(Z) \right)_{\text{données}}, \text{ où :}$$

* $\langle E_c(Z) \rangle_{\text{données}}$ et $\langle E_c(Z) \rangle_{\text{MMMC}}$ sont les énergies cinétiques moyennes des noyaux de charge Z issus respectivement des données expérimentales et du calcul MMMC avec une source de ^{197}Au à 6 A.MeV d'énergie d'excitation (cf. figure IV.30).

* $\left(\frac{dM}{dZ}\right)_{\text{données}}$ est la distribution des multiplicités provenant des données expérimentales (cf. figure IV. 30).

Avec cette formulation, nous obtenons l'énergie supplémentaire nécessaire $E_{\text{collective}} \approx 472 \text{ MeV}$, soit à peu près 2,2 A.MeV pour la source expérimentale (de masse 214). De la même façon, si nous restreignons le calcul aux seuls fragments, nous obtenons environ de 2,1 A.MeV d'énergie collective associée aux fragments. Les valeurs que nous extrayons de cette manière sont très comparables à celle obtenue dans [MAR95] à la lumière du code SIMON (à savoir 2 A.MeV).

1.f- CONCLUSION.

Nous avons vu que les prédictions du code MMMC obtenues avec l'énergie d'excitation et la masse de la source trouvées expérimentalement ne parviennent pas à reproduire la production de fragments dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV. Néanmoins, avec une source de ^{197}Au portée à 6 A.MeV d'énergie d'excitation, ces données sont reproduites de manière satisfaisante. Et ce tant du point de vue des multiplicités que des tailles, et des asymétries en taille événement par événement. Il semble donc que la source que nous avons extraite des collisions centrales multifragmente comme un système dilué dont l'énergie d'excitation sous forme potentielle et thermique est proche de 6 A.MeV. Néanmoins, les énergies cinétiques des fragments prédites par MMMC sont trop faibles. Et si nous voulons les corriger en ajoutant du moment angulaire tout en conservant la configuration de fragmentation, il faut appliquer des moments angulaires beaucoup trop élevés, excluant par là-même l'hypothèse du moment angulaire seul pour expliquer les énergies cinétiques expérimentales. Il semble qu'il faille invoquer un mouvement collectif d'une autre nature que la rotation, dont nous pouvons estimer l'énergie à 2,2 A.MeV. Il semble naturel de proposer un mouvement collectif d'expansion.

2- PRÉDICTIONS DU CODE BNV.

2.a- Évolution générale du système Xe + Sn à 50 A.MeV, $b = 0$ fm.

Nous avons précédemment évoqué la possibilité d'une source en expansion, dissipant de la masse et de l'énergie avant d'atteindre une région de basse densité. Cette phase d'expansion, consécutive à une phase initiale de compression est décrite par le modèle dynamique BNV ([BON94], cf. annexe 3). De manière à éclairer notre compréhension de l'évolution du système à travers ce cycle de compression-expansion, nous avons simulé la voie d'entrée expérimentale dans le cas des collisions centrales.

Nous présentons en annexe 3 l'évolution en fonction du temps de différentes grandeurs physiques extraites de la simulation BNV de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, pour un paramètre d'impact $b = 0$ fm. L'origine des temps est prise au moment du contact des deux noyaux incidents.

L'évolution de la densité (calculée en moyenne dans une sphère de rayon 3 fm autour du centre de masse), montre que le noyau projectile et le noyau cible entrent en recouvrement à un temps de 20 fm/c, que le complexe nucléaire résultant subit une phase de compression jusqu'à 40 à 50 fm/c, atteignant alors près de 1,4 fois la densité normale ($\rho_0 \approx 0,15 \text{ fm}^{-3}$). Il se dilate ensuite, aborde des densités inférieures à la densité normale à partir de 60 fm/c, pour finalement atteindre, après 110 fm/c, une densité d'environ $0,065 \text{ fm}^{-3}$, soit un peu moins de la moitié de la densité normale.

À partir du Q_{zz} qui mesure l'asymétrie en impulsion des nucléons selon l'axe de collision, donc la mémoire de la voie d'entrée, nous observons que la distribution en impulsion du complexe nucléaire est relaxée à partir de 80 fm/c. À ce temps, il constitue une source de masse 228 (20 nucléons ne sont plus liés au système), de 10 A.MeV d'énergie d'excitation, dont 6 A.MeV sont répartis en énergie thermique. À 80 fm/c, le système porte donc approximativement les caractéristiques globales de la source d'émission isotrope qui a été extraite de l'expérience. Cependant, en nous basant sur l'étude développée pour le même système dans [GUA96], dans le cadre d'un traitement stochastique de BNV, la production de fragments (multifragmentation) n'est initiée qu'à partir de l'entrée du système dans la zone d'instabilité mécanique dite "spinodale", à de très basses densités, c'est-à-dire plus tardivement dans la collision. Dans notre cas, l'intégralité du système est rentrée dans la zone

spinodale à $t = 110$ fm/c. Entre le temps où la source est formée et où elle rentre dans la zone spinodale, elle progresse dans son expansion, elle se refroidit rapidement, pour se stabiliser à une faible température (faible énergie thermique). De même, son énergie d'excitation tombe à 7-8 A.MeV, et sa taille à 208 nucléons. Enfin, dans la zone spinodale, le développement des fluctuations de densité donnant lieu à la formation des fragments s'opère sur près de 60 fm/c, et dissipe encore de l'énergie d'excitation.

Donc, dans ce cadre, lorsque la source multifragmente, elle a atteint une taille et une énergie d'excitation sensiblement inférieures à celles de sa formation.

2.b- Mouvement collectif radial auto-similaire.

Nous avons vu que le système commence son expansion entre 40 et 50 fm/c, conférant ainsi une énergie collective aux nucléons. Toujours en annexe, nous avons figuré le profil de vitesses radiales des nucléons pris lorsque le système, en pleine expansion, repasse à la densité normale, à $t \approx 60-70$ fm/c. Le système a alors respectivement 9 et 11 A.MeV d'énergies thermique et d'excitation. Nous remarquons que les vitesses radiales augmentent linéairement avec la distance par rapport au centre de masse (rayon), caractérisant ainsi un mouvement collectif radial d'expansion auto-similaire. Lors de l'émission de fragments que nous pouvons estimer s'accomplir aux environs de 150-170 fm/c [GUA96], l'énergie collective est de l'ordre de 2 A.MeV (c'est la différence entre l'énergie d'excitation E^* et l'énergie thermique E_{th}^*), ce qui semble concorder avec la valeur estimée expérimentalement.

3- CONCLUSION.

Nous avons établi que dans le cadre du modèle de multifragmentation statistique MMMC, il faut considérer une source proche de ^{197}Au avec 6 A.MeV d'énergie d'excitation pour expliquer par un processus purement thermique la distribution en charge, les tailles et la multiplicité des fragments issus de la désintégration de la source déterminée expérimentalement dans les collisions centrales de $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV, dont la taille ($Z = 90$, $A = 214$) et l'énergie d'excitation ($12,5 \pm 0,3$ A.MeV) sont sensiblement plus grandes.

Néanmoins, avec ce modèle, nous avons également montré que le moment angulaire ne peut en aucun cas expliquer les énergies cinétiques moyennes élevées des fragments, et qui correspondent à une énergie collective moyenne estimée à 2,2 A.MeV.

Dans le cadre de l'approche dynamique du modèle BNV, la formation d'une source d'émission isotrope est prédite relativement tôt, quelques 40 à 50 fm/c après le contact du noyau cible et du noyau projectile. De masse 228 et de 10 A.MeV d'énergie d'excitation, elle est comparable à la source déterminée expérimentalement. Sa multifragmentation n'apparaît qu'une fois atteintes les basses densités de la zone spinodale, c'est-à-dire au moins 30 fm/c après sa formation. Elle a perdu entre-temps beaucoup d'énergie d'excitation (au moins 3-4 A.MeV) en évacuant de la matière (au moins 10% de sa masse initiale) au cours de son expansion. Dans cette approche, l'énergie collective, associée à un mouvement collectif radial d'expansion auto-similaire, est estimée à environ 2 A.MeV lors de l'émission des fragments.

Tous ces constats concordent pour indiquer la présence d'un mécanisme de désintégration de la source qui peut être séparé en 2 étapes. La première étape, évoquée dans [FRI90] (simulée par le modèle statistique EES de la "*source émettrice en expansion*"), serait associée à l'émission de particules par la source primaire en expansion. La deuxième correspondrait à la multifragmentation de cette source, alors qu'elle a atteint de basses densités, avec une taille et une énergie d'excitation sensiblement réduites. Cette multifragmentation peut être expliquée par une désintégration statistique telle que simulée par MMMC, découplée, au premier ordre, de la dynamique de l'expansion collective.

- V -
CORRÉLATIONS PARTICULES-FRAGMENTS

NEXT PAGE(S)
left BLANK

1- MOTIVATIONS.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, à la lumière des modèles dynamique et statistique, BNV et MMMC, plusieurs types de mécanismes d'émission de PLC sont à considérer au cours de la désintégration du système nucléaire composé dans les collisions les plus centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV d'énergie de bombardement : d'abord l'émission de pré-équilibre, provenant de la dynamique des premiers instants de la collision, et que nous excluons de notre étude. Ensuite, l'émission primaire, issue du système composé en expansion. Puis l'émission au freeze-out, pendant la multifragmentation. Enfin, l'émission secondaire, provenant des fragments issus de la multifragmentation du système ("*multi-fragments*").

Dans le présent chapitre, par une étude en corrélations en vitesse entre particules et fragments de nos événements, nous nous proposons plus particulièrement de mettre directement en évidence deux catégories d'émission : l'émission primaire, et l'émission secondaire. Dans le prolongement, nous caractériserons une hiérarchie en temps et une classe d'émission privilégiée selon le type de particule.

Ce travail trouve une analogie avec de nombreuses études utilisant les corrélations en vitesses réduites qui ont été effectuées entre fragments dans les collisions centrales aux énergies intermédiaires [KIM92, BOW95, AGO96], et qui ont permis d'extraire des informations sur la production de fragments, sur les ordres et les temps d'émission associés. Il est à noter que les corrélations entre particules et fragments ont été très peu utilisées.

Dans un premier temps, nous exposerons la méthode originale que nous avons développée et utilisée pour construire les fonctions de corrélation. Ensuite, à l'aide du code statistique SIMON, qui constitue un scénario possible de l'émission secondaire et de l'émission primaires telles qu'elles peuvent être envisagées avec les événements centraux, nous apprendrons à interpréter les formes des fonctions de corrélation. Dans ce cadre, nous étudierons la mémoire de l'émission coulombienne secondaire et d'interaction dans la voie finale que portent les particules. Cela nous amènera enfin à proposer pour l'interprétation des résultats expérimentaux une hiérarchie en temps d'émission selon le type de particule, ainsi que des origines d'émissions différentes selon le domaine en énergie des particules.

2- MÉTHODE.

2.a- Nouvelle technique.

Nous avons choisi d'effectuer les corrélations en terme de vitesse réduite, qui s'exprime ainsi :

$$V_{\text{réd.}} = \sqrt{\frac{A_1 A_2}{Z_1 Z_2 (A_1 + A_2)}} V_{\text{rel.}}, \text{ où } A_1 \text{ et } A_2 \text{ sont la masse de la particule et}$$

celle du fragment, Z_1 et Z_2 leur charge, et $V_{\text{rel.}}$ leur vitesse relative. L'intérêt de cette variable réside dans le fait qu'elle constitue une échelle normalisée des vitesses relatives entre noyaux dans le cadre d'une répulsion coulombienne [KIM92]. Par conséquent, cela nous permet de construire des fonctions de corrélation en superposant les contributions associées à différents types de paires particule-fragment, ce qui est particulièrement intéressant quand on sait qu'une grande statistique est nécessaire.

Les fonctions de corrélations s'exprimeront donc ainsi :

$$1+R(V_{\text{réd.}}) = \frac{N_c(V_{\text{réd.}})}{N_{nc}(V_{\text{réd.}})}, \text{ où } N_c \text{ est la fonction de distribution en vitesse réduite des}$$

couples particule-fragment dans les événements détectés (corrélés), et N_{nc} est la même fonction obtenue sur les événements non corrélés, c'est-à-dire où les noyaux constituant l'un des deux ensembles de la paire d'étude sont décorrélés dans l'espace des vitesses par rapport à l'autre ensemble.

L'ingrédient clé de la fonction de corrélation est sa composante non corrélée, obtenue sur des événements décorrélés. De plus, il est essentiel que les événements décorrélés restent dans la même classe d'événements que les corrélés. À savoir qu'ils doivent en reproduire au mieux les grandes caractéristiques qui en définissent la classe : angle de flot, multiplicités, impulsions et énergies totales, etc. La méthode la plus fréquemment utilisée pour construire l'événement décorrélé consiste à remplacer l'ensemble des particules ou fragments d'une composante donnée des couples de l'événement corrélé par celui extrait d'un autre événement de même classe. Dans ce cadre, diverses conditions plus ou moins restrictives sur la conservation de grandeurs physiques sont appliquées pour décider de l'acceptation de l'événement décorrélé obtenu. Dans cette méthode, du fait que le nombre de particules ou fragments n'est pas systématiquement conservé de l'événement corrélé à l'événement décorrélé, le nombre de couples ne l'est pas non plus. Cela impose de renormaliser la fonction

de corrélation telle qu'elle tende vers 1 à l'infini (ou du moins aux plus grandes vitesses relatives).

Le cas idéal consiste à ne construire l'événement non corrélé qu'à partir de l'événement corrélé lui-même. C'est-à-dire à décorréler en vitesse relative les deux composantes du couple au sein de l'événement, tout en imposant d'en conserver les propriétés cinématiques. C'est sur cette base que nous avons développé une nouvelle méthode de décorrélation des événements pour construire les fonctions de corrélation entre particules et fragments. Elle consiste à appliquer une **rotation aléatoire** dans l'espace des vitesses de l'ensemble des fragments autour de leur centre de masse. Ainsi, l'impulsion totale des fragments est conservée.

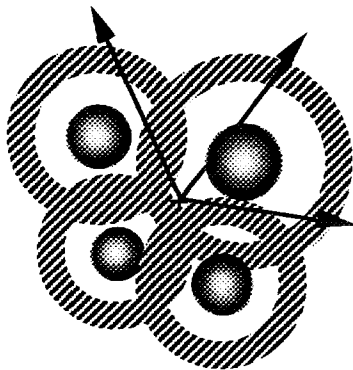
L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que les caractéristiques générales de l'événement sont conservées, et qu'aucune renormalisation empirique de la fonction de corrélation n'est à effectuer. Dans la méthode classique, la renormalisation est telle que la fonction tende vers 1 pour les plus grandes valeurs de vitesse réduite. D'autre part, le temps de traitement informatique pour construire l'événement décorrélé se trouve considérablement réduit par rapport à la méthode classique. Cela nous autorise ainsi à construire plusieurs événements non corrélés pour chaque événement corrélé, 10 dans notre étude, ce qui permet de minimiser la contribution du dénominateur aux fluctuations statistiques de la fonction $1+R$. Dans ce cas, le dénominateur sera divisé par 10 de manière à se normaliser à la statistique (l'intégrale) du numérateur. Il est à noter que les événements décorrélés ne sont acceptés que lorsqu'ils satisfont intégralement aux contraintes de détection du filtre expérimental. D'autre part, étant donné que nous voulons nous affranchir de l'émission de pré-équilibre dans les événements expérimentaux, nous ne considérerons dans ces derniers que les particules légères émises entre 60° et 120° dans le centre de masse (cf. §IV.A.3.c). Pour les fragments, puisqu'aucune contribution anisotrope n'a été observée dans les collisions centrales, nous les retiendrons tous.

2.b- Illustration de la réponse attendue de la méthode à deux scénarios opposés d'émission de particules.

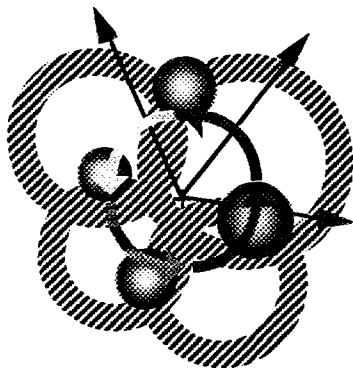
Examinons en quoi deux scénarios extrêmes de multifragmentation peuvent être discriminés par la méthode de corrélation en vitesse réduite. Dans le premier scénario, la majeure partie de l'énergie d'excitation de la source formée est transférée dans les fragments issus de la multifragmentation, faisant que les particules sont émises en grande majorité par ces fragments "chauds" (émission dite "*secondaire*"). Ce scénario sera dénommé par la suite la "*multifragmentation 'chaude'*". Dans le second scénario, la multifragmentation intervient

plus tard, lorsque presque toute l'énergie d'excitation a été dissipée par l'évaporation de la source primaire et par sa multifragmentation, les fragments sont alors produits "froids", et la plus grande partie des particules proviennent de la source primaire (émission dite "*primaire*"). C'est ce que nous appellerons : "*multifragmentation froide*". Ces deux mécanismes d'émission sont illustrés par le schéma suivant.

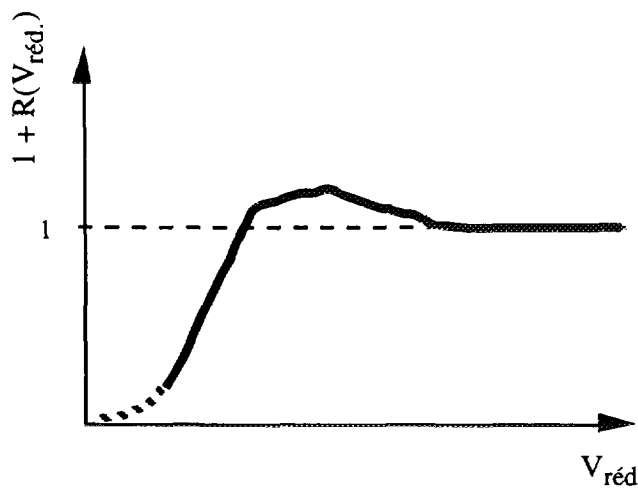
Multifragmentation chaude



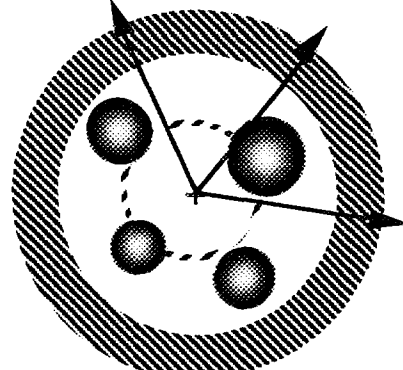
configuration corrélée



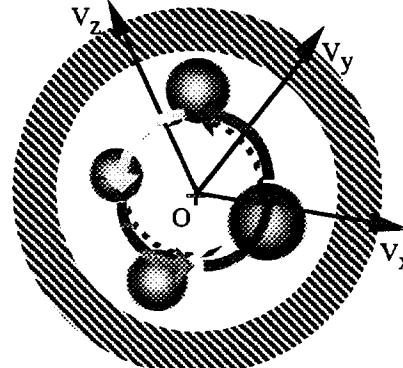
configuration décorrélée



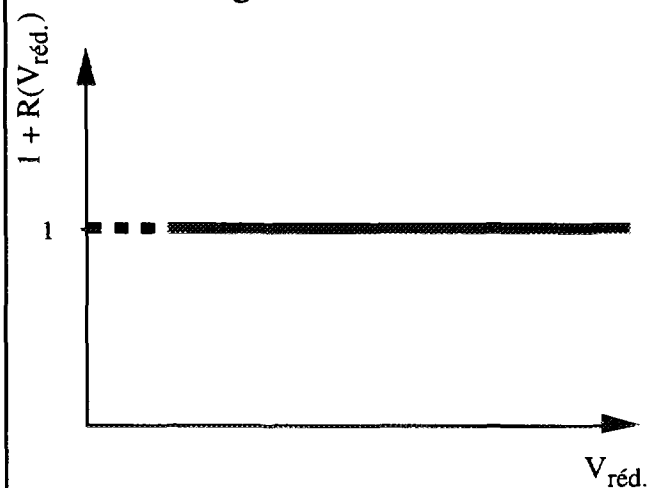
Multifragmentation froide



configuration corrélée



configuration décorrélée



Il schématise, pour chaque scénario, dans l'espace des vitesses (O représente le centre de masse des fragments dans l'espace (V_x, V_y, V_z)), les répartitions finales des fragments et des particules émises, d'une part dans les configurations corrélées, d'autre part pour les configurations décorrélées (où les fragments ont subi une rotation aléatoire autour de leur centre de masse). Il présente enfin la forme de la fonction de corrélation en vitesse réduite entre particules et fragments attendue pour chaque scénario avec la méthode que nous utilisons.

Dans le cas d'une multifragmentation "chaude", les particules se répartissent dans l'espace des vitesses en structures appelées "*cercles coulombiens*", centrées autour de chaque fragment émetteur. En terme de fonction de corrélation en vitesse relative/réduite entre les particules et les fragments (spectres du bas), cela va se traduire par une zone de déplétion ($1+R(V_{\text{red.}}) < 1$) à faible vitesse relative/réduite correspondant à la répulsion coulombienne entre la particule et le fragment émetteur, voire entre la particule et l'ensemble des fragments si ces derniers ne sont pas encore très éloignés les uns des autres, c'est-à-dire si les temps d'émission secondaire sont suffisamment courts. À plus haute vitesse réduite, il apparaît une zone d'accumulation ($1+R(V_{\text{red.}}) > 1$) en forme de bosse, correspondant à la population du cercle coulombien, autour de la vitesse relative coulombienne particule-fragment émetteur. Nous appelons cette dernière structure "*bosse coulombienne*". La rotation des fragments autour de leur centre de masse (dans l'espace des vitesses) détruit la relation en vitesse entre les particules et leur fragment émetteur, faisant naturellement ressortir le signal des événements corrélés dans la fonction de corrélation. Néanmoins, il faut noter que cette bosse coulombienne ne peut être clairement définie que si les temps d'émissions de particules sont suffisamment longs : c'est-à-dire quand tous les fragments émetteurs sont suffisamment éloignés les uns des autres pour ne pas perturber sensiblement la trajectoire des particules émises par les autres fragments.

Dans le second scénario, il n'y a qu'un cercle coulombien, centré autour de la vitesse de la source primaire (représentée par le cercle en pointillés). Dans ce cas, il n'y aura pas de corrélation en vitesse relative entre les particules et les fragments. De plus, le centre du cercle d'émission de la source primaire étant très proche du centre de masse des fragments, la rotation des fragments autour de leur centre de masse ne modifie que peu les vitesses relatives entre les particules et les fragments. Le spectre en vitesse réduite des événements décorréle sera proche de celui des événements corrélés. La fonction de corrélation correspondante sera égale à 1.

Nous avons prolongé les deux fonctions de corrélations par des pointillés aux plus faibles vitesses réduites. Cela pour signifier qu'il y a généralement trop peu de statistique à faible vitesse réduite pour pouvoir y obtenir des valeurs fiables de la fonction de corrélation.

Cette faible statistique est due à la granularité du dispositif expérimental, d'une part, et à la répulsion coulombienne minimale entre les particules et les fragments, d'autre part, qui interdisent de très faibles vitesses relatives.

Nous avons donc vu que la méthode de corrélation que nous avons adopté est susceptible de discriminer clairement les deux types de scénarios extrêmes.

3- DESCRIPTION DE SIMON : UN GÉNÉRATEUR D'ÉVÉNEMENTS POUR DEUX TYPES DE MULTIFRAGMENTATION.

De manière à disposer d'un outil d'étude réaliste de l'émission primaire, et de l'émission secondaire provenant des multi-fragments, prenant en compte les temps d'émission et les interactions coulombiennes multiples dans la voie finale, nous avons choisi d'utiliser le code statistique SIMON [DUR96].

SIMON peut générer des événements selon deux configurations de multifragmentation : l'une, de type "chaude", où la source multifragmente d'entrée (avec toute son énergie d'excitation et sa masse); l'autre, de type "froide", où la multifragmentation, retardée, n'intervient qu'après une phase d'émission primaire.

3.a- Multifragmentation "chaude".

Ce traitement de la multifragmentation constitue la version standard du code SIMON.

Dans ce premier cas, on part d'une source, de charge Z_0 , de masse A_0 , et d'énergie d'excitation E_0^* . On définit à priori la multiplicité N et la taille minimale des fragments résultant de la fragmentation. Sous ces contraintes, on choisit aléatoirement la masse et la charge (en conservant le rapport isotopique de la source) des pré-fragments. Toutes les partitions sont équiprobables dans la limite qu'elles soient énergétiquement possibles. On répartit dans ces pré-fragments l'énergie d'excitation de la source (après en avoir retranché l'énergie nécessaire (Q) pour casser le système) au prorata de leur masse. Ces N pré-fragments, supposés sphériques, sont ensuite placés dans une sphère, de manière à conserver le barycentre de charge de la source, et à minimiser leurs distances respectives. La distance critique (minimale) est d'environ 2 fm, basée sur la distance séparant deux fragments

de fission dont l'énergie de répulsion coulombienne suit la systématique de Viola. À chaque fragment est assignée une impulsion, prenant en compte :

- l'expansion collective radiale auto-similaire, dont l'énergie $E_{coll.}$ est donnée en paramètre d'entrée; la vitesse d'expansion auto-similaire conférée à chaque fragment i s'exprime ainsi :

$$v_i \text{ [cm/ns]} = \sqrt{2 \frac{900}{931,5} E_{coll.} [\text{MeV}] / A_0 * \frac{r_i}{R}}, \text{ où } R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N A_i r_i^2}{A_0}, \text{ } r_i \text{ est la distance du}$$

fragment i au centre de la configuration.

- le mouvement thermique : l'énergie thermique $E_i^{th.}$ est choisie aléatoirement pour chaque fragment dans la distribution de probabilité maxwellienne suivante :

$$p(E) = \frac{E}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \text{ d'énergie moyenne } 2T. \text{ La température } T \text{ de la source, est associée}$$

à l'énergie thermique par la relation

$$E_{th.}^* = a_0 T^2 \text{ (gaz de Fermi), avec le paramètre de densité de niveaux } a_0 = \frac{A_0}{10}. \text{ L'énergie}$$

thermique est elle-même déduite du bilan en énergie suivant :

$E_{th.}^* = E_0^* - E_{coll.} - Q - E_{coul.}$, avec E_0^* l'énergie d'excitation de la source, $E_{coll.}$ l'énergie collective, Q l'énergie de la fragmentation, $E_{coul.}$ l'énergie coulombienne de la configuration de fragments.

On répartit ensuite l'énergie d'excitation résiduelle

$$E_{rés.}^* = E_0^* - \left(E_{coll.} + Q + E_{coul.} + \sum_{i=1}^N E_i^{th.} \right) \text{ entre les } N \text{ fragments selon l'hypothèse de}$$

l'équilibre thermique, au prorata de leur masse; la part conférée à chaque fragment i s'exprime

$$\text{par: } E_i^* = \frac{A_i}{A_0} E_{rés.}^* .$$

La trajectoire de chaque fragment i dans le temps est alors résolue dans le champ coulombien ($E_{coul.}^i$) suivant les équations de Lagrange : $\dot{\vec{r}}_i = \frac{\vec{p}_i}{A_i}$ et $\dot{\vec{p}}_i = - \overrightarrow{\text{grad}} E_{coul.}^i$.

On considère enfin, "en vol", la désexcitation secondaire, statistique et séquentielle de ces fragments excités, selon le modèle de Weisskopf [WEI37], et en appliquant la méthode de l'état transitoire [MOR75, SWI83] pour calculer les largeurs de probabilité de désintégration. Il est important de noter que les corrélations spatio-temporelles sont conservées.

3.b- Multifragmentation "froide" (retardée).

Ce traitement est issu d'une adaptation [DUR96] du code SIMON à la présente étude.

Dans ce cas, la multifragmentation telle que traitée précédemment est retardée. En effet, dans un premier temps, on laisse la source initiale (Z_0, A_0, E_0^*) se désexciter statistiquement et séquentiellement (modèle de Weisskopf), simulant une émission primaire de particules légères, pendant une durée fixée, à l'issue de laquelle la source atteint une taille et une énergie d'excitation sensiblement plus réduites. Partant de cette source plus froide et plus petite, on applique alors le même schéma de multifragmentation et de désexcitation secondaire que dans le cas précédent.

4- ÉMISSION SECONDAIRE ET FONCTION DE CORRÉLATION EN VITESSE RÉDUITE.

Dans un premier temps, de manière à étudier les signatures de l'émission secondaire par les multi-fragments au travers des fonctions de corrélation en vitesse réduite, nous avons généré des événements SIMON selon le scénario de multifragmentation "chaude", où les particules sont uniquement issues de l'émission secondaire. De manière à nous rapprocher des résultats expérimentaux, nous sommes partis des paramètres de source déterminés dans les événements centraux de Xe + Sn à 50 A.MeV (cf. §IV.B) : charge 90, masse 214, 12,5 A.MeV d'énergie d'excitation, dont 2 A.MeV d'énergie d'expansion collective. Cette source est supposée se dissocier en 6 fragments excités, de masse minimum 10, qui se désexcitent ensuite séquentiellement, en émettant des particules légères ($Z \leq 2$), et, minoritairement, des fragments légers.

4.a- Bosse coulombienne, zone de déplétion et fond.

Dans un premier temps, examinons les fonctions de corrélation en vitesse réduite ($V_{\text{réd.}}$) obtenues entre les protons et le plus gros fragment Z_{max} des événements SIMON filtrés et non filtrés (du filtre INDRA), présentées par la figure V.1. Remarquons d'abord que la fonction, de par la méthode utilisée, présente la normalisation naturelle attendue : elle tend

vers 1 aux plus grandes valeurs de la vitesse réduite. En effet, plus les particules sont éloignées du centre de masse des FMI dans l'espace des vitesses, moins leurs vitesses relatives par rapport aux fragments sont modifiées par la rotation de ces derniers.

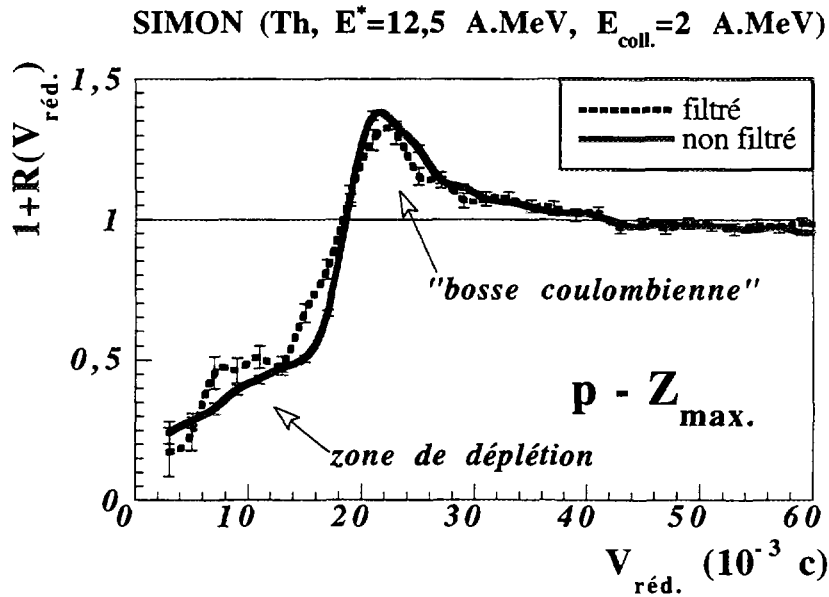


Figure V.1 : fonctions de corrélation en vitesse réduite obtenues entre les protons et le plus gros fragment dans les événements SIMON : filtrés et non filtrés.; la zone de déplétion et la "bosse coulombienne" constituent les principales caractéristiques de ces fonctions.

Considérons d'abord la fonction issue des événements non filtrés. Comme nous l'avons introduit dans le paragraphe V.2, l'émission coulombienne secondaire (ici p -plus gros fragment) se traduit par la formation d'une bosse à relativement faible vitesse réduite, et d'une zone de déplétion.

La largeur en vitesse réduite de cette bosse, constituée par une zone de surpeuplement, localisée autour de $25 \cdot 10^{-3} c$, reflète la longueur de la chaîne de désexcitation séquentielle secondaire. En effet, de par la nature la variable $V_{\text{red.}}$, si le proton était toujours émis en dernier lieu par le plus gros fragment, nous obtiendrions un pic plus prononcé dans la fonction de corrélation, à vitesse réduite constante quelle que soit la valeur de $Z_{\text{max.}}$. Néanmoins, lorsque ce proton est issu d'une étape précédente de la chaîne, la charge $Z_{\text{max.}}$ détectée est inférieure à la charge de l'émetteur, faisant que la vitesse réduite calculée surestime la valeur réelle. C'est la raison pour laquelle toute une gamme de vitesses réduites peut-être peuplée, constituant ainsi ce que nous appelons une "bosse coulombienne", d'autant

plus large que la charge du fragment émetteur est éloignée de sa valeur finale (en fin de chaîne de désexcitation).

La fonction de corrélation est aussi caractérisée par un creusement marqué à petite vitesse réduite, qui constitue une zone de déplétion due à la répulsion coulombienne entre la particule et le fragment émetteur, voire l'ensemble des fragments lorsque la particule est émise suffisamment tôt, et que l'ensemble des fragments est encore compact (ce point est développé dans la partie suivante).

Si l'on considère la fonction de corrélation obtenue avec les événements filtrés, nous observons les mêmes effets, mais légèrement atténués : l'amplitude de la bosse coulombienne est réduite, tandis que la zone de déplétion est légèrement comblée.

Nous avons représenté sur la figure V.2a la fonction soustraction des spectres en vitesse réduite corrélés et non-corrélés, une autre manière de faire ressortir la bosse coulombienne. Dans cette représentation, très sensible à la statistique, nous constatons que cette bosse émerge d'un fond négatif, qui n'est pas un artefact mathématique, mais un effet physique associé aux répulsions multiples dans la voie finale. Nous pouvons estimer grossièrement la contribution associée à cette bosse comme étant la zone $(\Delta(N_c - N_{nc}))$ située au-dessus de la ligne rejoignant les deux minima (à $15 \cdot 10^{-3}$ c et $60 \cdot 10^{-3}$ c dans notre cas) de part et d'autre de son maximum. Cette contribution est figurée par la zone hachurée. Nous l'avons reportée sur la figure V.2b dans la représentation $1+R$, toujours par une zone hachurée $(\Delta(1+R))$, par la correspondance suivante : $\Delta(1+R) = \Delta(N_c - N_{nc})/N_{nc}$. Nous constatons que la bosse coulombienne peuple largement des valeurs de la fonction de corrélation inférieures à 1, mais que la zone de déplétion est en grande partie décrite par le fond (ligne pointillée, correspondant à la coupure adoptée sur la figure a).

Il est possible de quantifier le taux de population de la bosse coulombienne de la fonction de corrélation, dissociée du fond estimé à partir du pic soustraction. Cela nous permet par là-même de quantifier le taux de particules ayant gardé la mémoire d'une émission secondaire, calculé sur tous les événements, par type v de particule légère, pour l'intégralité des fragments :

$$N_{\text{second.}}^v = \frac{1}{N_{\text{tot. } v}} \sum_{i \in \{v\}} \sum_{j \in \{\text{FMI}\}} \left(\frac{\Delta R}{1+R} \right)_{i-j}^{>0},$$

où $N_{\text{tot. } v}$ est le nombre de particules de type v , $\left(\frac{\Delta R}{1+R} \right)_{i-j}$ est la fonction de probabilité (définie positive), construite sur la fonction amplitude de la bosse coulombienne de la fonction de corrélation $1+R$ entre la particule i et le fragment j .

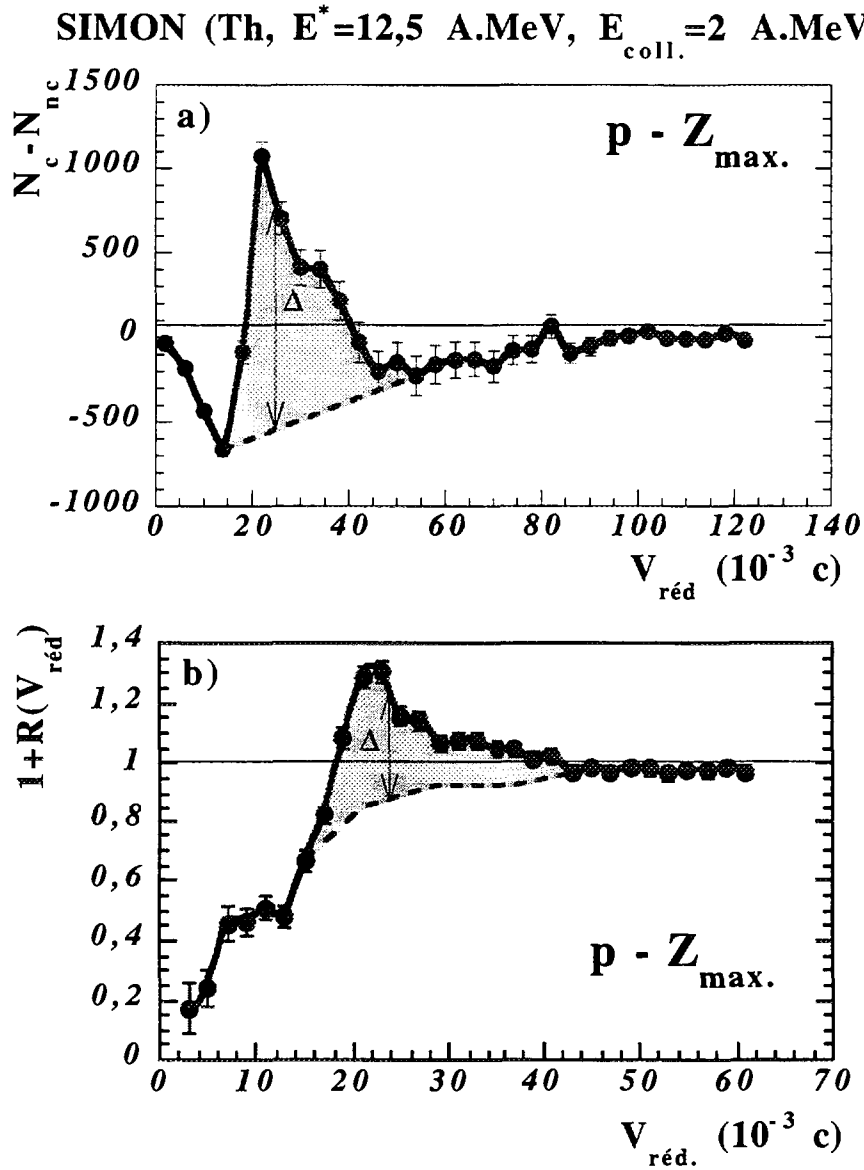
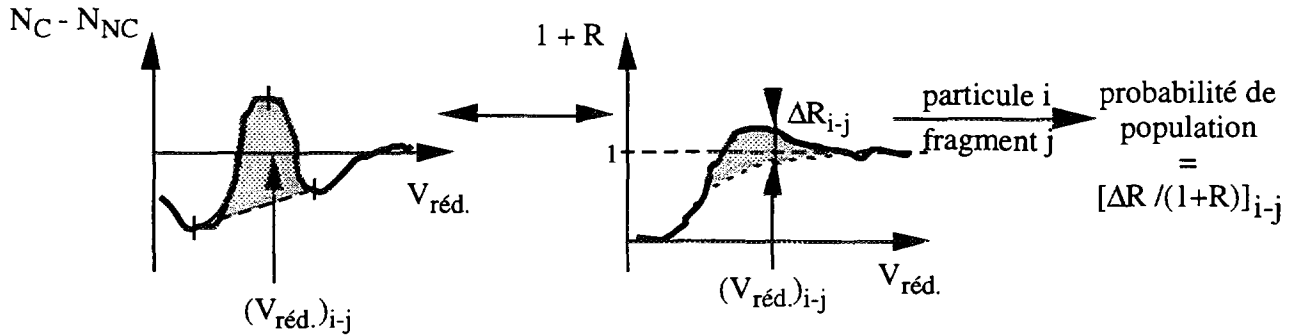


Figure V.2 : corrélations entre protons et Z_{max} . (plus gros fragment) des événements SIMON (multifragmentation "chaude") :

- a :** fonction soustraction entre le spectre en vitesse réduite des événements corrélés et celui des événements non corrélés; la zone grisée met en évidence le pic coulombien $\Delta(N_c - N_{nc})$ que nous extrayons du fond.
- b :** fonction de corrélation (division entre les deux spectres); la zone grisée montre dans cette représentation le pic coulombien $\Delta(1+R)$ émergeant du fond défini en a (la correspondance est développée dans le texte).

La décomposition de cette procédure pour chaque couple particule-fragment i-j peut se schématiser ainsi :



4.b- Mémoire de l'émission coulombienne.

Nous savons que dans le cadre du simulateur SIMON, la production de particules ^4He depuis les plus gros fragments résiduels se fait majoritairement en début de chaîne. Il est à noter que les fragments les plus gros ont émis préférentiellement des particules de petite masse, et que la production de particules ^4He est d'autant plus défavorisée que le fragment émetteur a libéré peu de masse. Par conséquent, en nous intéressant aux couples $^4\text{He}-Z_{\text{max.}}$, nous pouvons voir dans quelle mesure la fonction de corrélation en vitesse réduite peut refléter la mémoire des émissions coulombiennes de particules en début de chaîne d'une désexcitation séquentielle. Ce propos est illustré par la figure V.3, présentant les deux fonctions de corrélation obtenues pour les couples $^4\text{He}-Z_{\text{max.}}$ issus des événements filtrés et non filtrés de SIMON. Dans les deux cas, nous observons là encore une zone de déplétion prononcée, plus prononcée que dans les corrélations $p-Z_{\text{max.}}$ (cf. figure V.1), traduisant la présence d'une forte répulsion des ^4He . Néanmoins, toujours pour les événements filtrés et non filtrés, aucune bosse coulombienne ne ressort. Cela reflète la perte de mémoire de l'émission coulombienne. Cela peut s'expliquer par le fait que la particule ^4He , émise préférentiellement tôt dans la chaîne de désexcitation, subit une forte répulsion due au champ coulombien de l'ensemble encore compact des fragments, perturbant ainsi sensiblement sa trajectoire et sa vitesse initiales d'émission coulombienne.

À la lumière des corrélations $p-Z_{\text{max.}}$ et $^4\text{He}-Z_{\text{max.}}$, nous pouvons affirmer que la bosse coulombienne de la fonction de corrélation en vitesse réduite reflète principalement la mémoire des dernières étapes d'une chaîne de désexcitation coulombienne séquentielle de fragments.

Globalement, nous avons observé que cette perte de mémoire affecte tous les types de particules légères. En appliquant la procédure exposée dans §V.4.a sur les fonctions de corrélation PLC-FMI obtenues avec les événements SIMON filtrés, on obtient les taux de population de bosse coulombienne (à 20-25% près) présentés dans le tableau V.1. Nous y voyons qu'une majorité de particules (toutes secondaires dans la présente simulation) ont perdu leur vitesse d'émission, donc la mémoire de leur nature secondaire : de 60% pour les ^3He à 90% pour les ^4He .

type de PLC	p	d	t	^3He	^4He
pourcentage de particules en corrélation coulombienne avec un fragment	16	16	12	40	10

Tableau V.1 : taux de population de la bosse coulombienne de la fonction de corrélation en vitesse réduite obtenue dans la simulation SIMON (multifragmentation "chaude") pour chaque type de paire particule-FMI : p-FMI, d-FMI, t-FMI, ^3He -FMI, ^4He -FMI.

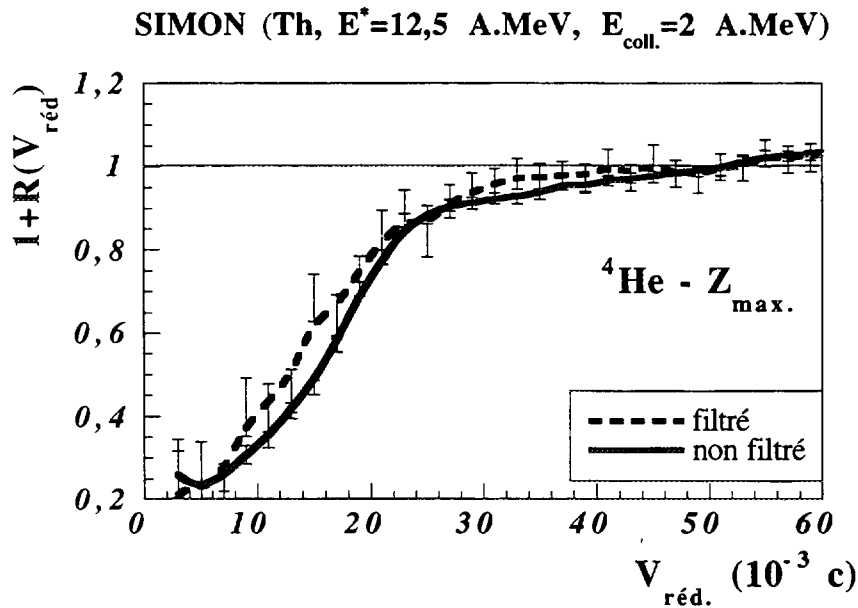


Figure V.3 : fonctions de corrélation en vitesse réduite entre ^4He et $Z_{\text{max.}}$ des événements SIMON (multifragmentation "chaude") : filtrés et non filtrés.

4.c- Effet du mouvement collectif radial.

Dans le but d'étudier l'influence du mouvement collectif radial dans les corrélations en vitesse réduite, nous avons effectué la même simulation SIMON que précédemment, mais en retranchant l'énergie collective de l'énergie d'excitation ($E^* = 10,5$ A.MeV, $E_{\text{coll.}} = 0$). Nous avons comparé sur la figure V.4 les fonctions de corrélation obtenues pour les couples p-FMI dans les événements SIMON avec (croix) et sans énergie collective.

Nous observons d'abord que la déplétion est amplifiée par le mouvement collectif. Cela peut s'expliquer par le fait que l'expansion éloigne les fragments émetteurs les uns des autres dans l'espace des vitesses, ainsi, le cercle d'émission coulombienne autour de chaque fragment émetteur est moins rapproché (toujours dans l'espace des vitesses) des autres fragments (cf. schéma multifragmentation "chaude" §V.2.b), réduisant par là-même les probabilités de peupler les faibles valeurs des spectres en vitesses réduites/relatives particule-fragment. Nous avons remarqué d'autre part que cet effet est particulièrement fort avec les protons dans le cadre de nos simulations.

Nous constatons aussi sur la figure V.4 que la bosse coulombienne est légèrement amplifiée. Le mouvement collectif tend à éloigner plus rapidement les émetteurs de l'influence du champ coulombien des autres fragments, perturbateur et décorrélant.

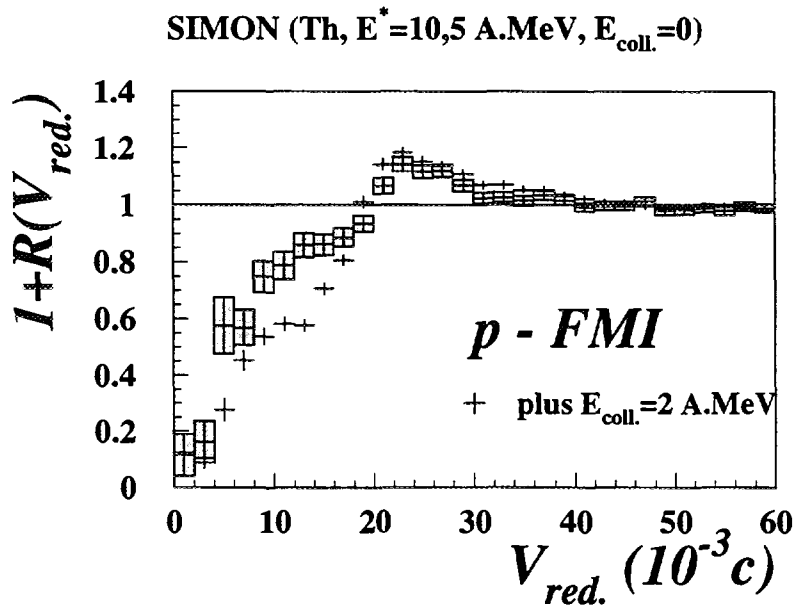


Figure V.4 : comparaison des fonctions de corrélation en vitesse réduite obtenues pour les couples p-FMI issus des simulations SIMON avec et sans flot collectif radial.

4.d- Influence de l'émission primaire.

De manière à étudier l'effet de l'émission primaire sur les fonctions de corrélation en vitesse réduite, nous considérons maintenant des événements de multifragmentation "froide" (retardée) générés par SIMON. Dans cette simulation, nous partons de la source déterminée expérimentalement ($Z = 90$, $A = 214$, $E^* = 12,5$ A.MeV, $E_{\text{coll.}} = 2$ A.MeV). Elle se désexcite d'abord par émission primaire (émissions binaires séquentielles statistiques) pendant un temps de 100 fm/c, adapté sur le même ordre de grandeur que le temps d'expansion prédit par BNV avant l'entrée dans la zone spinodale (cf. §IV.B.2 et annexe 3). Pendant cette phase d'émission, les énergies de séparation et les paramètres de densité de niveaux, donc les largeurs de probabilité statistiques de désintégration, sont calculées en considérant la source à densité normale. L'énergie collective rentre dans l'énergie d'excitation disponible pour l'émission, et elle n'est pas reportée indépendamment de l'énergie thermique dans l'énergie cinétique des noyaux émis. De plus, de manière à pouvoir émettre les particules en nombre suffisant (≈ 20 comme dans la simulation BNV) pendant ce temps de 100 fm/c, il a été nécessaire d'augmenter artificiellement les largeurs de probabilité Γ de l'émission statistique, en les multipliant par un facteur 100. En effet, ceci a pour conséquence de diminuer les temps d'émission τ_0 ($\Gamma = \hbar / \tau_0$). De plus, de façon à rendre les spectres d'émission plus durs, donc plus proches des spectres expérimentaux, la relation reliant la température à l'énergie thermique a elle aussi été modifiée artificiellement en : $E_{\text{th}} = 1,75 T$ au lieu de $2 T$. À l'issue de cette phase d'émission primaire, la source atteint une taille et une énergie d'excitation plus réduites : $Z \approx 80$, $A \approx 200$, $E^* \approx 8$ à 9 A.MeV, dont 2 A.MeV d'énergie collective (soit 6 à 7 A.MeV d'énergie d'excitation thermique). Notons que cette base est compatible avec les résultats obtenus avec MMMC (cf. §IV.B.1). La source subit ensuite le même traitement que dans le cadre de la multifragmentation "chaude" : fragmentation puis désexcitation secondaire.

La figure V.5 présente quelques résultats généraux comparant les simulations SIMON "chaud" et "froid" avec l'expérience. Nous constatons que les distributions en charge (figure IV.5a) issues des deux scénarios SIMON ne sont pas fondamentalement différentes, et qu'elles sont compatibles avec l'expérience, hormis l'incapacité du code à reproduire, même qualitativement, les multiplicités de fragments légers de charge $3 \leq Z \leq 5$. De même, les fragments les plus lourds sont peu, voire pas prédits. Néanmoins, la production des fragments de charge $6 \leq Z \leq 17$ est en bon accord avec l'expérience. Nous pouvons aussi observer que la production de fragments dans SIMON "froid" est décalée vers de plus petits Z (de 2 unités) par rapport à SIMON "chaud". En effet, dans le scénario SIMON "froid", la source de multifragmentation (après la phase d'émission primaire) étant de plus petite taille, elle produit

naturellement des fragments plus petits. Conjointement, notons que les multiplicités moyennes de fragments de masse intermédiaire, 6,0 pour SIMON "froid" et 7,0 pour SIMON "chaud", sont proches de la valeur expérimentale (7,5). L'écart des multiplicités de fragments entre les deux scénarios provient du fait que, dans SIMON "chaud", les pré-fragments sont produits avec plus d'énergie d'excitation et qu'ils émettent en moyenne 1 fragment secondaire (contre 0 dans le scénario "froid").

Néanmoins, concernant les énergies moyennes des particules légères chargées, présentées sur la figure V.5b, nous constatons des différences notables entre les deux simulations. D'une part, les énergies moyennes sont sensiblement augmentées dans le scénario "froid", par les particules émises en phase primaire, dont nous avons observé qu'elles sont en moyenne plus énergétiques que celles émises en secondaire, par le fait de la température plus élevée et de la plus grande répulsion coulombienne (plus grande taille) de l'émetteur primaire. Cette augmentation n'apparaît pas pour les ^4He dont seule une très faible proportion est émise en première phase dans SIMON "froid". D'autre part, alors que SIMON "chaud" sous-estime largement les énergies moyennes des protons et des deutons, le scénario "froid" montre une bonne correspondance avec les valeurs expérimentales pour ces deux particules, de même que pour les tritons et les ^4He . Cependant, même si, dans SIMON "froid" et contrairement à SIMON "chaud", l'énergie moyenne des ^3He est supérieure à celle des autres particules, allant dans le sens de ce qui est observé expérimentalement, les 2 simulations ne parviennent pas à reproduire l'énergie singulièrement élevée des ^3He .

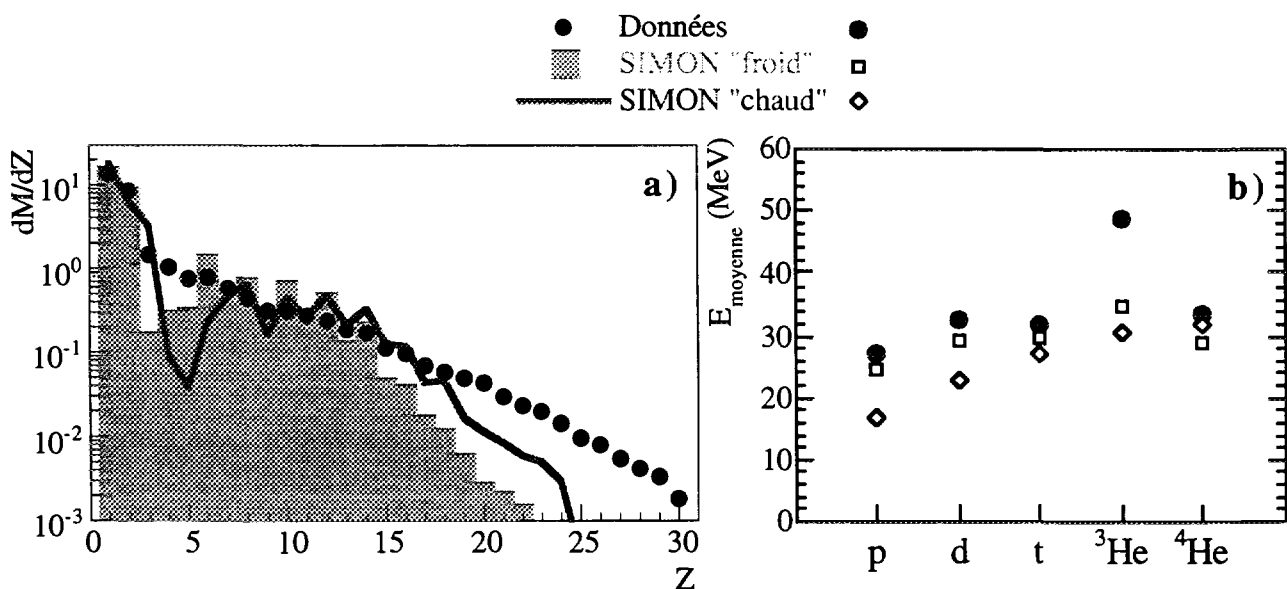


Figure V.5 : résultats issus des simulations SIMON "chaud" et SIMON "froid", comparés aux résultats expérimentaux :

a : distributions en charge (en terme de multiplicités).

b : énergies cinétiques moyennes des particules légères dans le centre de masse.

Étant donné qu'il nous est possible de distinguer dans ces simulations les particules primaires des particules secondaires, nous pouvons en faire une étude séparée.

Nous présentons sur la figure V.6 les fonctions de corrélations entre les fragments et les particules primaires d'une part, et entre les fragments et les particules secondaires d'autre part. Nous observons que la fonction de corrélation avec les particules secondaires porte les mêmes caractéristiques que celles obtenues dans les corrélations entre particules et fragments issus de la simulation SIMON de la multifragmentation "chaude". Avec la fonction de corrélation entre particules primaires et fragments, comme nous l'avions introduit dans §V.2.b, nous observons l'absence totale de bosse coulombienne, la fonction est constante (égale à 1) pour décroître brutalement aux plus faibles vitesses réduites, formant ainsi une zone déplétée étroite.

SIMON :
simulation de la multifragmentation froide (retardée)

- 1- source initiale : $Z=90$, $A=232$, $E^*=12,5$ MeV/u, $E_{\text{coll.}}=2$ MeV/u.
- 2- pendant 100 fm/c : desexcitation primaire.
- 3- source résultante : $Z\approx 80$, $A\approx 200$, $E^*\approx 8,5$ A.MeV.
- 4- multifragmentation + desexcitation secondaire.

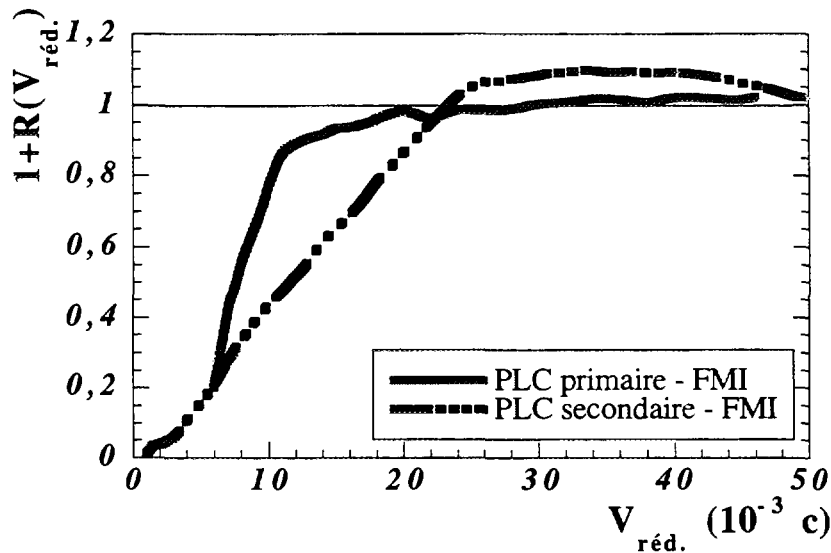


Figure V.6 : fonctions de corrélations en vitesse réduite entre toutes les particules primaires/secondaires et les fragments issus des événements générés par SIMON dans le cadre d'une multifragmentation "froide" (retardée).

Ainsi, la contribution des particules primaires dans les fonctions de corrélation a comme influence de réduire la largeur de la zone déplétée.

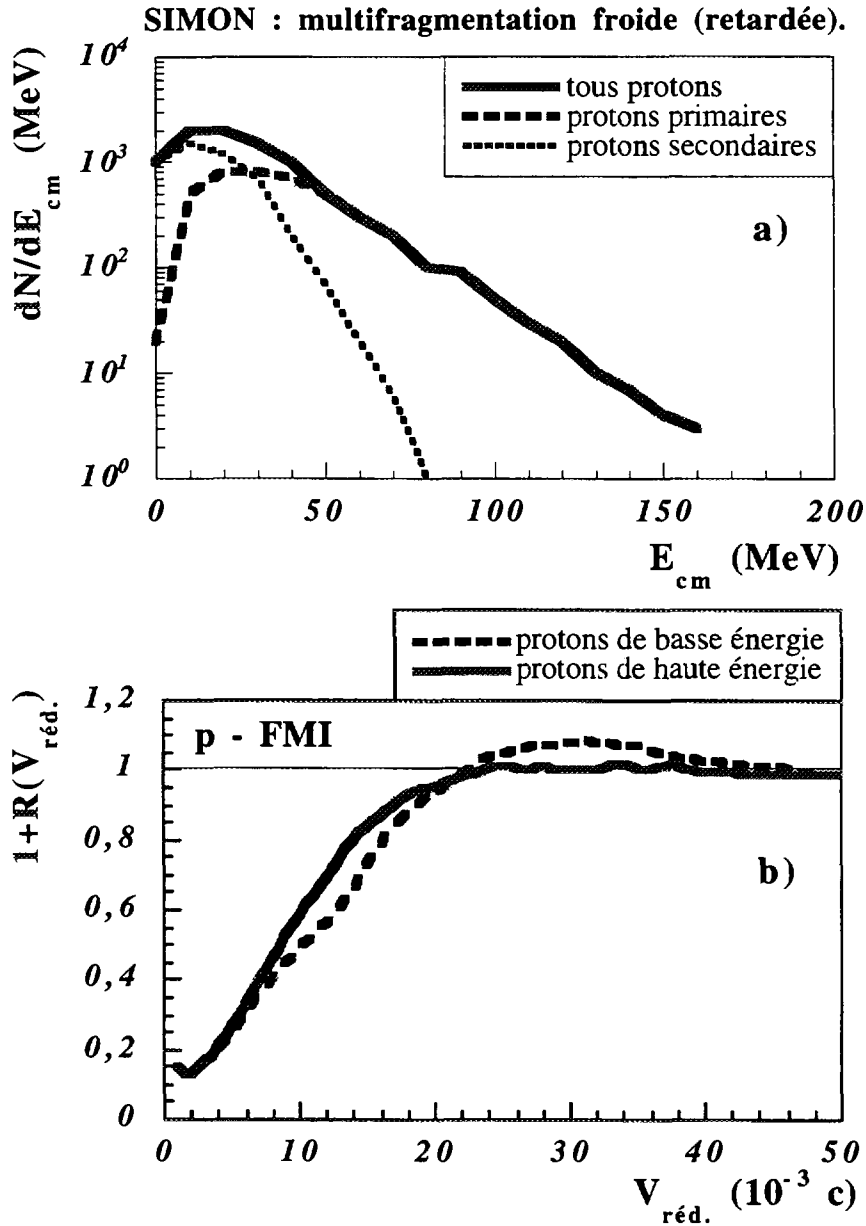


Figure V.7 : composantes primaires/secondaires, domaines en énergie et fonctions de corrélation en vitesse réduite :

a : spectres en énergie de tous les protons, des protons primaires, des protons secondaires.

b : fonctions de corrélations entre fragments et particules de haute énergie/basse énergie.

Dans les événements expérimentaux, nous n'avons pas accès comme dans la simulation à l'origine des particules. Néanmoins, nous pouvons nous demander dans quelle mesure leur énergie (dans le centre de masse) est reliée à leur origine. En effet, comme le montre la figure V.7a, dans le cadre de la simulation SIMON de la multifragmentation retardée, le spectre en énergie (dans le centre de masse) des protons d'émission primaire et celui des protons d'émission secondaire constituent des contributions disjointes dans le spectre global : les protons primaires sont en moyenne trois fois plus énergétiques que les protons secondaires.

Nous avons observé par ailleurs que ce constat s'applique qualitativement à tous les autres types de particules. Ainsi, si l'on sépare chaque type de particules selon deux zones en énergie ("*basse énergie*" et "*haute énergie*") qui lui sont propres, définies de part et d'autre de la valeur la plus probable de leur spectre en énergie, on maximisera la proportion de particules primaires dans la zone haute énergie, et inversement dans la zone basse énergie.

Comme le présente la figure V.7b, si l'on compare la fonction de corrélation entre fragments et particules de haute énergie avec celle obtenue pour les particules de basse énergie, on observe effectivement que la coupure en énergie a pour effet de faire ressortir l'effet des particules primaires : la fonction associée aux particules de haute énergie présente une zone déplétée plus étroite que celle de la fonction obtenue avec les particules de basse énergie.

5- DONNÉES EXPÉRIMENTALES : NOTIONS DE TEMPS D'ÉMISSION DE PARTICULES.

5.a- Vue générale.

Maintenant que nous avons appris à interpréter les caractéristiques d'une émission secondaire séquentielle de particules à travers la fonction de corrélation en vitesse réduite, examinons ce qu'il résulte des données expérimentales présentées au chapitre précédent. Nous rappelons que pour des raisons de statistique, nous retenons ici les événements complets de $\Theta_{\text{flot}} \geq 45^\circ$, qui conservent, comme nous l'avons montré dans le chapitre IV, les caractéristiques de centralité, de source unique et d'équilibration du système obtenues avec la sélection en $\Theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$.

Les corrélations particule-FMI, par type de particule (p, d, t, ^3He , ^4He), sont présentées sur la figure V.8. Nous observons que les protons et les ^4He présentent une corrélation (bosse) d'émission coulombienne marquée avec l'ensemble des FMI. Cette corrélation est moins visible pour les deutons. À l'opposé, elle est apparemment presque inexistante pour les ^3He et les tritons. Si nous nous reportons aux corrélations obtenues avec le plus gros fragment (Z_{max}), que montre la figure V.9, nous observons les mêmes effets. De plus, comme dans le cas des simulations SIMON précédemment effectuées (multifragmentation "chaude"), et probablement pour les mêmes raisons, la corrélation (bosse) coulombienne avec Z_{max} est accentuée pour les protons et les deutons, et atténuée pour les ^4He .

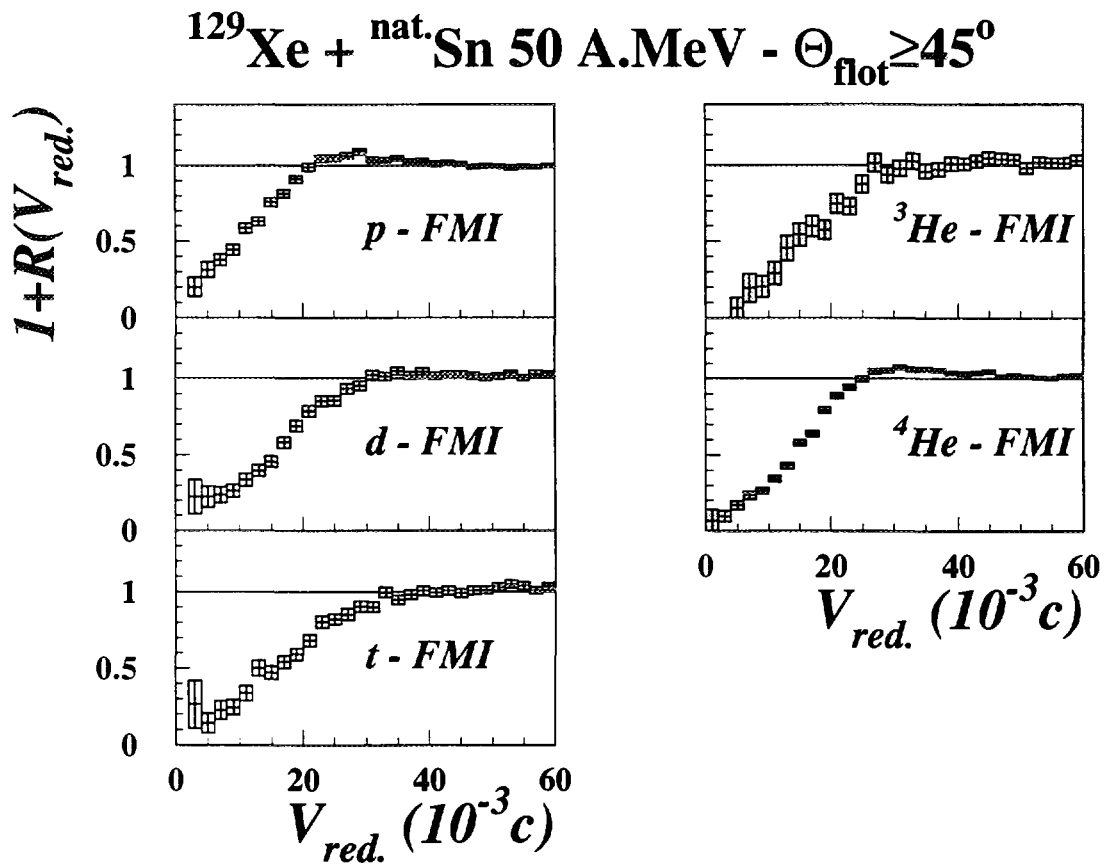


Figure V.8 : fonctions de corrélation en vitesse réduite obtenues dans l'expérience pour différents couples particule-fragment : p-FMI, d-FMI, t-FMI, ^3He -FMI, ^4He -FMI.

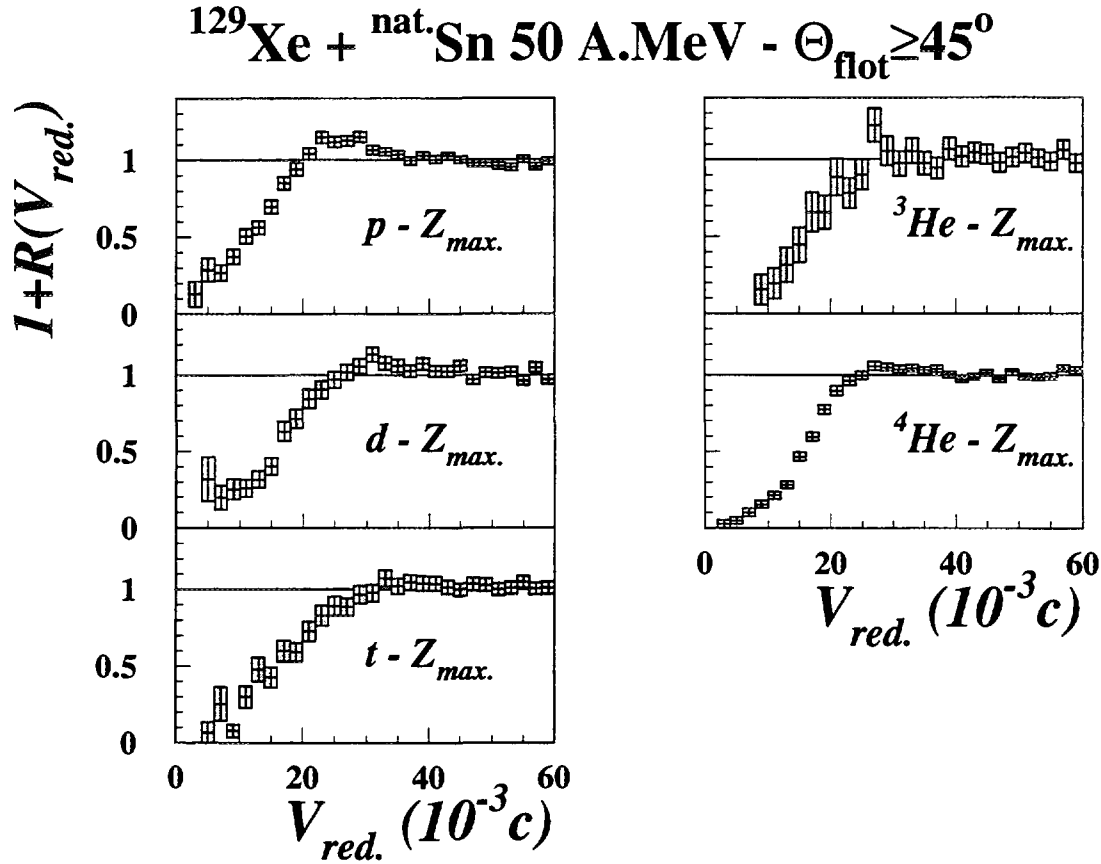


Figure V.9 : même représentation que la figure V.8, pour les corrélations entre les particules et le plus gros fragment ($Z_{\text{max.}}$) de chaque événement.

Pour quantifier ces constats, nous avons estimé les taux de particules, par type, peuplant la bosse coulombienne dans la fonction de corrélation avec tous les fragments, selon la procédure présentée dans §V.4.a. Ceux-ci nous permettent de remonter aux taux de particules ayant conservé la mémoire d'une émission secondaire. Ces taux sont présentés dans le tableau V.2. L'erreur sur leur détermination peut être estimée à 20-25 %.

type de PLC	p	d	t	^3He	^4He
pourcentage de particules en corrélation coulombienne avec un fragment	10,4	6,5	6,2	5,7	12,7
	(65)	(41)	(52)	(14)	(100)

Tableau V.2 : taux de population de la bosse coulombienne de la fonction de corrélation en vitesse réduite obtenue dans l'expérience pour chaque type de paire particule-FMI : p -FMI, d -FMI, t -FMI, ^3He -FMI, ^4He -FMI. Entre parenthèses : taux renormalisés sur la perte de mémoire observée dans la simulation SIMON "chaud"(tableau V.1).

Ces chiffres, très faibles dans l'ensemble, peuvent refléter le fait que la plupart des particules légères ont perdu la mémoire de leur émission secondaire. Ces taux ne sont pas à considérer comme des valeurs effectives de taux d'émission secondaire, mais plutôt comme des taux d'émission secondaire en fin de chaîne (cf. §V.4.b). D'autre part, ils sont à pondérer de l'effet du dispositif expérimental qui tend à diminuer l'amplitude des bosses coulombiennes, comme nous l'avons vu avec la figure V.1. Si nous les renormalisons sur les "taux de mémoire" obtenus dans la simulation SIMON "chaud" et présentés dans le tableau V.1, nous obtenons les pourcentages présentés entre parenthèses dans le tableau V.2. Ils représentent alors les taux absolus reconstitués de particules secondaires, sur la base de la simulation SIMON.

Tous ces résultats, renormalisés ou non, vont dans le sens de ce que nous avons observé qualitativement sur les fonctions de corrélation en vitesse réduite des figures V.8 et V.9, à savoir qu'il existe des différences notables dans l'amplitude des bosses coulombiennes selon la nature des particules, avec les ^4He et les ^3He comme extrêmes. Plus précisément, cela nous permet d'invoquer une hiérarchie en temps d'émission selon le type de particule. Les émissions secondaires de fin de chaîne semblent se faire préférentiellement avec les protons et les ^4He , et les deutons et les tritons dans une moindre mesure. Quant aux ^3He , ils n'ont qu'une très faible mémoire d'une émission secondaire. Ces particules semblent être émises préférentiellement tôt, soit en début de chaîne de désexcitation secondaire, soit au freeze-out, soit en phase primaire.

5.b- Domaine en énergie des particules et temps d'émission.

Suivant les conclusions de §V.4.d, nous pouvons nous demander dans quelle mesure l'énergie des particules est reliée au temps d'émission. Plus particulièrement, il convient de savoir quelle est l'influence de l'énergie de la particule sur la mémoire d'une émission secondaire.

Pour ce faire, de manière analogue à §V.4.d, nous avons défini deux domaines en énergie par type de particule : un de "*basse énergie*", et un autre de "*haute énergie*", qui se situent de part et d'autre de la valeur la plus probable du spectre en énergie cinétique (dans le centre de masse) du type de particule considéré : 15 MeV pour les protons, 20 MeV pour les deutons, 15 MeV pour les tritons, 35 MeV pour les ^3He , et 20 MeV pour les ^4He . Ces valeurs sont reliées aux énergies moyennes que nous avons présentées dans le chapitre IV. La comparaison des fonctions de corrélation obtenues dans ces deux domaines en énergie, dans les couples p-FMI, d-FMI, t-FMI, ^3He -FMI, ^4He -FMI est montrée sur la figure V.10.

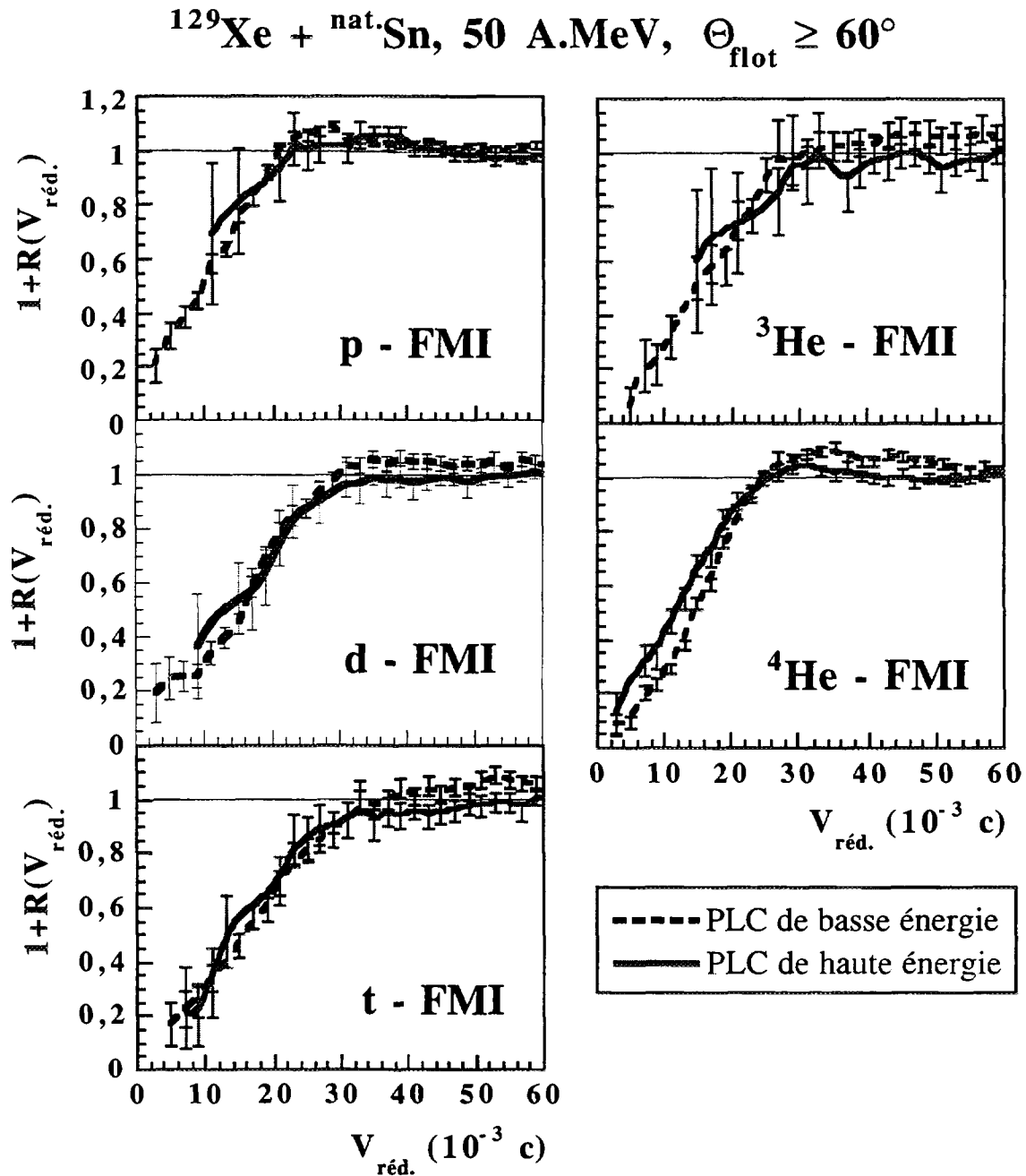


Figure V.10 : fonctions de corrélation en vitesse réduite obtenues dans l'expérience pour chaque type de paire PLC-FMI, décomposées sur les deux domaines en énergie de la particule légère (définis dans le texte).

Globalement, dans le cadre de ce type de simulation, et quel que soit le type de particule, le mouvement collectif radial a une influence sur les corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments, en ce qui concerne les 2 caractéristiques qui vont nous servir de support aux études qui vont suivre : la largeur de déplétion, et la bosse coulombienne. Nous

devrons donc inclure l'expansion collective dans les simulations en vue de comparaisons expérimentales.

Le premier effet est illustré quantitativement par l'évolution des taux de corrélation d'émission secondaire calculés tels qu'en §V.4, présentée sur la figure V.11. Cette figure nous montre que pour tous les types de particule, les hautes énergies sont associées à de faibles taux, à des valeurs à peu près égales (de l'ordre 5%), signifiant qu'à haute énergie, les particules n'ont quasiment aucune mémoire d'une émission secondaire. À l'opposé, les particules de basse énergie voient leur taux de corrélation coulombienne singulièrement accrus, plus particulièrement en ce qui concerne les ^4He et les protons, et dans une moindre mesure pour les ^3He qui demeurent à un niveau assez bas. Les particules de basse énergies ont donc la plus forte mémoire de l'émission secondaire. Nous observons, de plus, de grandes disparités dans ces taux de corrélation à basse énergie, suggérant une hiérarchie dans la mémoire, donc dans les temps d'émission (cf. §V.4.b), une hiérarchie allant dans l'ordre suivant, par temps croissants : ^3He , t, d, p, ^4He .

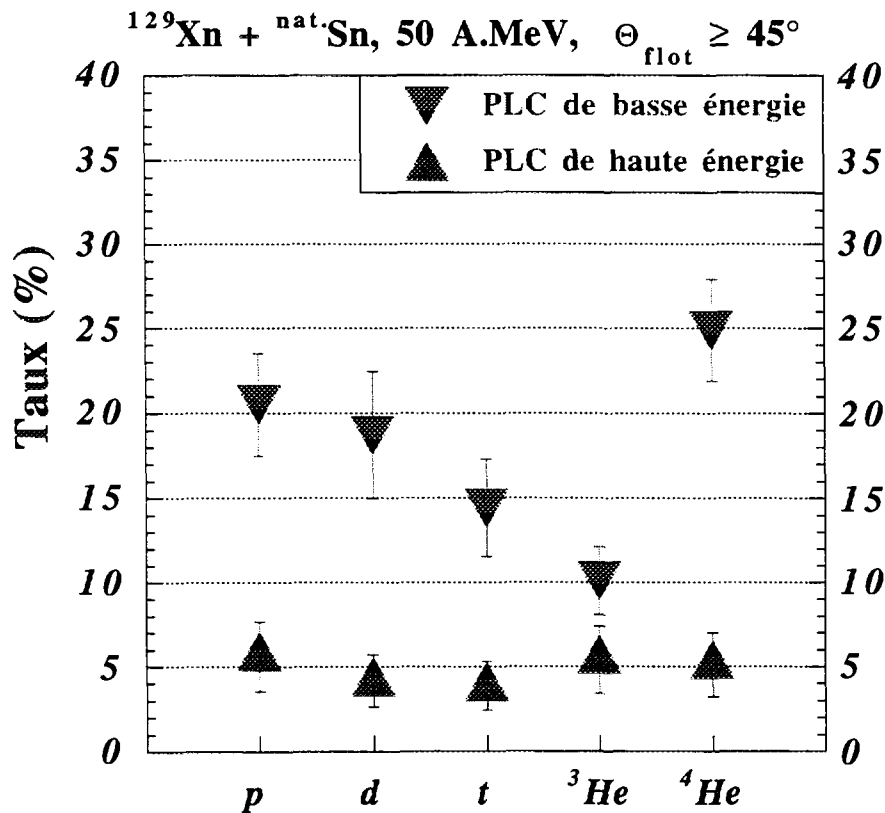


Figure V.11 : taux de population de la bosse coulombienne des fonctions de corrélation PLC-FMI selon les deux domaines en énergie de particules (voir texte).

À ce point, nous pouvons conclure que les particules de haute énergie sont émises préférentiellement tôt, suffisamment tôt pour n'avoir presque aucune mémoire d'une émission par un fragment, et que l'émission secondaire, pour le moins dans ces dernières étapes, produit les particules de plus basse énergie. D'autre part, nous pouvons remarquer que les taux de corrélation coulombienne obtenus avec les ^3He de basse énergie demeurent à de faibles valeurs, peu supérieures à celles extraites dans le domaine des hautes énergies. Les ^3He semblent donc préférentiellement produits dans les premières phases de la désintégration, qui recouvrent aussi bien la phase d'expansion avant la formation des fragments que les premières désintégrations secondaires de ces fragments.

Maintenant, étudions l'évolution des largeurs des zones déplétées des fonctions de corrélation par type et par domaine en énergie de particule, présentées sur la figure V.12a; la largeur est prise à $1 + R(V_{\text{red.}}) = 0,6$: à cette valeur, la statistique est suffisante pour pouvoir extraire une largeur fiable.

Illustrant le deuxième effet noté sur la figure V.10, nous constatons que pour toutes les particules de haute énergie, la largeur de la zone déplétée est sensiblement réduite. Ceci traduit une diminution de l'interaction/répulsion des particules avec les fragments. Ce constat va à l'inverse de ce qui est obtenu et présenté sur la figure V.12b dans le scénario de multifragmentation "chaude" développé par SIMON, où les particules ne sont issues que de l'émission secondaire. En effet, dans ce cas, les particules de haute énergie, émises plus tôt dans la chaîne d'émission secondaire, subissent la forte répulsion coulombienne de l'ensemble encore compact des multi-fragments, et, par conséquent, présentent une zone de déplétion sensiblement plus marquée dans les fonctions de corrélation.

Cela nous amène donc à invoquer une décorrélation plus importante des particules de haute énergie d'avec les fragments : de plus faibles vitesses relatives sont autorisées, reflétant un destin séparé en temps de ces particules et des multi-fragments. Cela suggère la contribution d'une émission primaire, comme l'illustre la figure V.12c dans le cadre du scénario de multifragmentation "froide" (retardée) de SIMON. Comme nous l'avons développé dans §V.3.b, nous constatons que la présence de particules d'émission primaire dans ce scénario rend compte de la diminution des largeurs avec l'énergie des particules que nous observons expérimentalement.

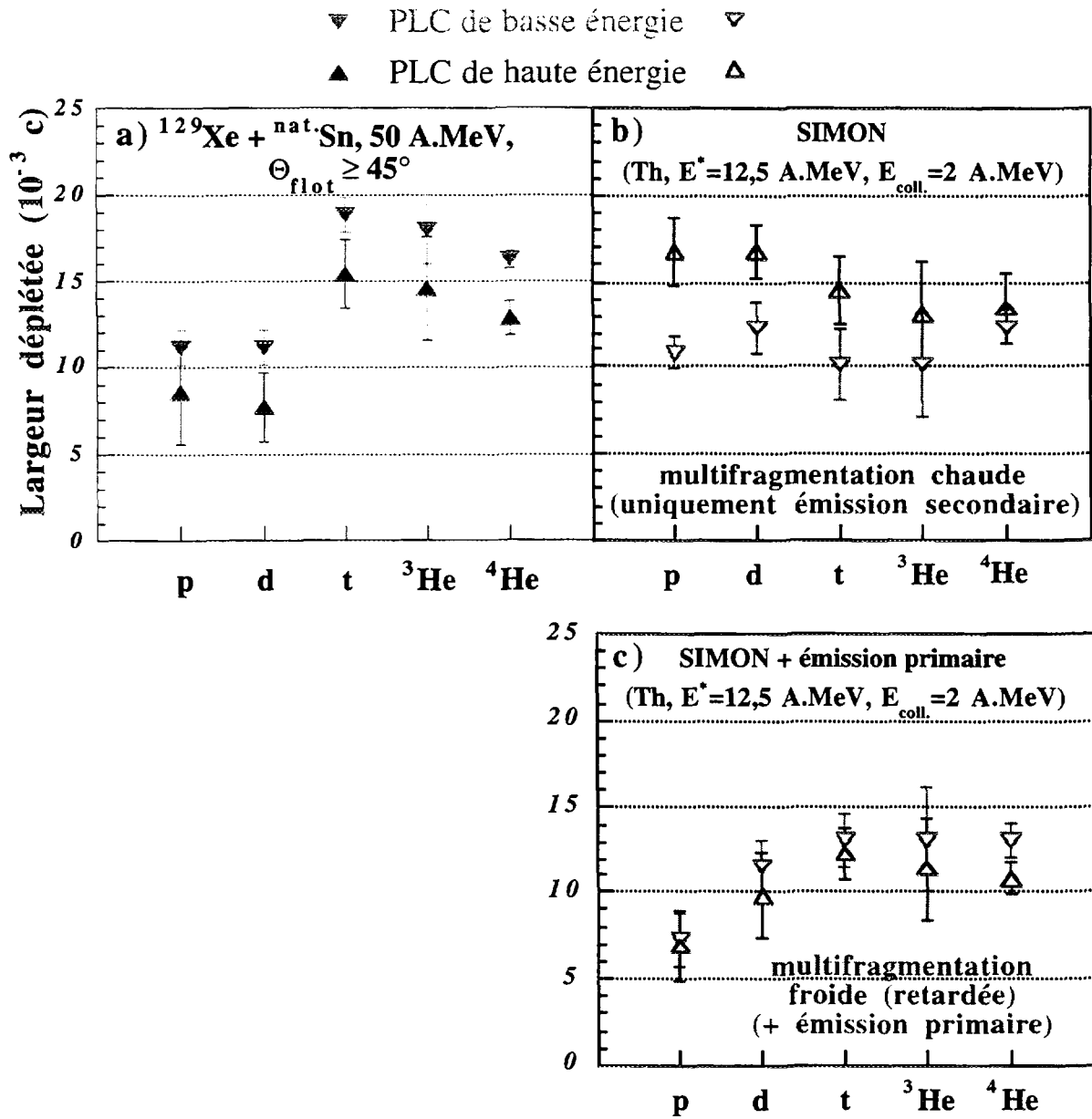


Figure V.12 : largeurs des zones dépliées des fonctions de corrélation en vitesse réduite entre particules et fragments, selon le type et le domaine en énergie de particule, obtenues avec :
a : les données expérimentales.
b : la simulation SIMON de la multifragmentation "chaude" (que de l'émission secondaire).
c : la simulation SIMON de la multifragmentation "froide" (retardée), incluant l'émission primaire.

5.c- Conclusion.

À partir des taux de population des bosses coulombiennes dans les fonctions de corrélation en vitesse réduite entre particules et fragments, nous avons observé :

- que les particules de basse énergie ont la plus grande mémoire (bosse coulombienne) d'une émission secondaire.
- que cette mémoire diffère fortement selon le type de particule, suggérant fortement une hiérarchie dans les temps d'émission des particules : ^3He , t, d, p, ^4He par ordre croissant de temps.

Avec les particules de haute énergie, quelle que soit leur nature, les taux de population des bosses coulombiennes des fonctions de corrélation sont nettement réduits. Et les largeurs des zones de déplétion sont diminuées. Ces deux phénomènes sont qualitativement en accord avec un scénario intégrant l'émission de particules (primaires) avant la fragmentation (multifragmentation "froide", retardée).

Ce type d'émission en première phase semble particulièrement concerner les ^3He , qui, pour la plupart, ont peu, voire pas du tout la mémoire d'une émission secondaire, quelle que soit leur énergie cinétique.

Ces observations vont dans le même sens que celle que nous avons faite sur "l'anomalie" de l'énergie cinétique moyenne des ^3He , à savoir qu'elle implique que les ^3He soient majoritairement émis dans des conditions physiques différentes que les autres particules, dans une phase distincte de la désintégration.

Grâce à l'introduction d'une composante d'émission primaire, la correspondance des énergies cinétiques moyennes de particules légères avec l'expérience a pu être améliorée par rapport à ce qu'il résulte d'un scénario ne contenant que de l'émission secondaire. À savoir que cela a permis de reproduire les valeurs expérimentales des énergies cinétiques moyennes des protons, des deutons, des tritons et des ^4He , et de tendre vers la valeur singulièrement élevée de l'énergie moyenne des ^3He . Cela indique fortement l'existence et l'importance d'une composante d'émission primaire. Néanmoins, pour obtenir de tels effets dans la simulation statistique de l'émission primaire, sans tenir compte de la dynamique de l'expansion, il a fallu diminuer artificiellement les temps d'émission. En effet, dans notre cas, avec une théorie statistique standard telle que celle de Weisskopf, il n'est pas possible d'émettre en moins de 100 fm/c les quelques 20 nucléons escomptés à la lumière de la simulation dynamique BNV que nous avons effectuée. Si l'on ajoute que cela ne nous a malgré tout pas permis de

reproduire la valeur élevée de l'énergie cinétique moyenne des ^3He , nous constatons qu'une meilleure description de la dynamique de l'émission des particules légères dans la phase d'expansion s'impose. Par exemple, en dissociant la composante collective de la composante thermique, en déterminant les largeurs de probabilité d'émission non plus à densité normale, mais selon une densité qui, à partir de la densité normale, diminue au cours du temps, relatant l'expansion. À fortiori, nous pouvons nous interroger sur la validité d'un traitement purement statistique de telles émissions si l'on se réfère aux prédictions du code BNV sur la phase d'expansion : nous y avons vu que le système composite n'est pas encore équilibré pendant plus de la première moitié du temps. Cela signifie qu'il faudrait peut-être aussi invoquer un phénomène d'émissions hors équilibre.

- VI -
CONCLUSION

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Grâce aux grandes qualités du multidétecteur INDRA (granularité importante, faibles seuils de détection grande efficacité géométrique, identification précise sur une large gamme de charges et d'énergies), nous avons été en mesure d'exploiter des événements bien mesurés, dans les réactions $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV d'énergie de bombardement : plus de 80% de la charge et de l'impulsion linéaire y ont été détectés.

Parmi ces événements, nous avons extrait ceux qui correspondent aux collisions les plus centrales, en appliquant comme critère de sélection la variable globale angle de flot. Cette variable représente l'inclinaison, par rapport à l'axe du faisceau, de l'ellipsoïde associé au tenseur des impulsions des fragments de chaque événement. Les événements prenant les valeurs les plus grandes de l'angle de flot résultent des collisions les plus violentes et les plus centrales. Nous avons pu le vérifier, d'une part, avec les valeurs moyennes élevées des multiplicités totale et des fragments de masse intermédiaire obtenues pour ces événements. D'autre part, la mémoire de la voie d'entrée a disparu : ces événements ne présentent plus d'axe d'émission privilégié (isotropie d'émission autour de la vitesse du centre de masse des particules et des fragments dans la représentation vitesse parallèle-vitesse perpendiculaire dans le référentiel de l'ellipsoïde), et aucun plan de réaction n'y est clairement défini (fonction de corrélation en angle azimutal relatif entre particules alphas plate).

Dans ces collisions centrales, nous avons mis en évidence la formation d'un système composite se déplaçant à la vitesse du centre de masse, lourd (de charge totale moyenne de 90) et très excité (d'énergie d'excitation moyenne de 12,5 A.MeV), avec les caractéristiques d'une source ayant atteint un haut degré d'équilibre, comme l'indiquent les spectres en énergie, les distributions de charges et les distributions angulaires des particules et des fragments provenant de sa désintégration. Ces observations nous ont aussi permis de noter que tous les fragments ont participé à la formation du composite.

D'autre part, la formation de la source est caractérisée par une grande production de particules ($\langle M_{\text{PLC}} \rangle \approx 23$) et de fragments ($\langle M_{\text{FMI}} \rangle \approx 7$) dont les tailles des trois plus gros sont très proches en moyenne, allant dans le sens d'un processus de multifragmentation.

Nous avons comparé dans un premier temps les événements expérimentaux aux événements simulés par le code de multifragmentation statistique MMMC. Cela nous a permis de montrer que les caractéristiques moyennes des partitions pouvaient être expliquées de manière très satisfaisante par la multifragmentation d'un système à basse densité dans le cadre d'un "freeze-out", par un processus purement thermique, tel que le décrit MMMC. Néanmoins, cet accord n'apparaît que si l'on considère une source multifragmentant à une

taille ($Z = 79$) et une énergie d'excitation (6 A.MeV) sensiblement inférieures à celles de la source expérimentale. Cela semble indiquer qu'avant de multifragmenter, la source a perdu de la masse et de l'énergie d'excitation, essentiellement sous forme de particules légères. Nous avons appuyé ce constat à la lumière du modèle BNV, avec lequel nous avons effectué la simulation de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV, à paramètre d'impact nul. Nous avons établi que dans le cadre de cette approche dynamique, une source d'émission isotrope se forme relativement tôt, avec des caractéristiques proches de la source expérimentale. Néanmoins, dans ce modèle, l'entrée de la source dans la zone spinodale initiant la multifragmentation ne s'effectue que beaucoup plus tard, alors qu'il a déjà perdu au moins 10% de sa masse initiale, et 30 à 40% de son énergie d'excitation initiale, au cours d'une phase d'expansion.

Concernant les caractéristiques cinématiques expérimentales des fragments, en particulier leurs énergie cinétique moyenne dans le centre de masse, nous avons établi qu'elles ne pouvaient être expliquées dans le cadre de MMMC par les seules composantes thermique et coulombienne : il faut invoquer un mouvement collectif supplémentaire, de 2,2 A.MeV d'énergie moyenne. Nous avons montré que ce mouvement collectif ne peut être associé à du moment angulaire, mais plutôt à son alternative naturelle : l'expansion collective. Cette expansion est d'ailleurs prédite par BNV : d'origine dynamique, consécutive à la compression du système, elle est de type radiale auto-similaire. Une énergie moyenne de l'ordre de 2 A.MeV est ainsi prédite lors de l'émission des fragments.

Ces constats indiquent fortement la présence d'un mécanisme en deux étapes de la désintégration de la source formée dans les collisions centrales de $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 A.MeV. Une première étape qui correspond à l'émission de particules à partir de la source primaire en expansion, perdant ainsi beaucoup de masse et d'énergie d'excitation. Une deuxième étape où intervient la multifragmentation de la source résultante.

Cela distingue par conséquent deux types d'émissions de particules légères : l'émission primaire (depuis la source primaire) et l'émission secondaire (depuis les multi-fragments). De manière à mettre en évidence deux tels types d'émissions, nous avons effectué une étude des corrélations en vitesse réduite entre les particules légères et les fragments de masse intermédiaire provenant de la source, en utilisant une nouvelle méthode de décorrélation d'événements. Nous avons employé comme support d'étude le générateur d'événements SIMON (code statistique), étendu à deux types de multifragmentations : l'un de multifragmentation "chaude" (ou la source multifragmente avec toute la masse et l'énergie initiale), l'autre de multifragmentation retardée, "froide", incluant une phase préliminaire d'émission primaire. Cela nous a amenés à plusieurs constats.

D'abord, nous avons observé que les particules de basse énergie sont les plus corrélées aux fragments dans le sens de l'émission secondaire. Ceci est plus ou moins marqué selon le type de particules, suggérant fortement l'existence d'une hiérarchie en temps dans l'émission de ces particules : ^3He , t, d, p, ^4He par ordre croissant de temps moyen d'émission.

À l'opposé, les fonctions de corrélations obtenues avec les particules de haute énergie indiquent que ces dernières portent majoritairement les caractéristiques de particules d'émission primaire.

Enfin, nous avons observé que les ^3He ne présentent presque aucune corrélation coulombienne avec les fragments, quelle que soit leur énergie, suggérant une origine majoritairement primaire pour ces particules.

À l'appui des simulations SIMON, nous avons montré que seul un scénario de multifragmentation retardée, précédée d'une phase d'émission primaire, pouvait reproduire correctement les énergies cinétiques moyennes des protons, deutons, tritons et alphas, et améliorer la reproduction de la valeur anormalement élevée associée aux ^3He .

Néanmoins, il demeure que cette valeur expérimentale n'est toujours pas atteinte. D'autre part, de manière à simuler les taux de production des particules dans l'émission primaire tels que prédits par BNV, il a été nécessaire de multiplier artificiellement par 100 les largeurs d'émission dans la phase d'émission primaire de SIMON "froid". Tout cela indique qu'un scénario statistique standard ne peut expliquer l'émission primaire, et qu'il faut s'orienter vers une meilleure description de la dynamique de l'expansion. L'effet éventuel de l'expansion sur l'émission de particules avant le "freeze-out" pourrait être testé sur le même système, en appliquant la même analyse en corrélations que nous avons effectuée, sur les collisions centrales de Xe+Sn à d'autres énergies de bombardement, avec lesquelles nous nous attendons à aborder toute une gamme d'énergies moyennes d'expansion.

Mais il est aussi possible d'invoquer une autre origine pour les particules de "pré-freeze-out", particulièrement si l'on veut expliquer la grande valeur de l'énergie moyenne des ^3He . En effet, elles peuvent aussi provenir des collisions nucléon-nucléon dans les premiers instants de la collision. Pour tester cette voie, il faudrait pouvoir séparer plus clairement les contributions de pré-équilibre : avec un autre système lourd, asymétrique, tel que Ar + Ni, où la vitesse nucléon-nucléon ne se confondrait plus avec la vitesse du centre de masse.

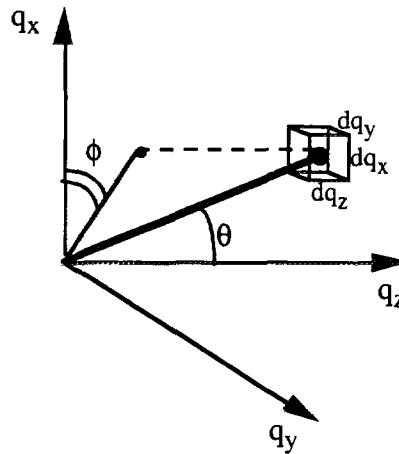
- ANNEXE 1 -

Formulation de la section efficace invariante.

Dans l'espace des impulsions, selon un système de coordonnées associées à un référentiel galiléen (où s'applique l'invariance de Lorentz), la section efficace différentielle invariante relativiste s'exprime ainsi :

$$\sigma_{inv.} = E \frac{d^3\sigma}{d\vec{q}^3}, \text{ où } E \text{ représente l'énergie, et } \vec{q} = \vec{p}c \text{ (p est l'impulsion).}$$

Nous nous plaçons dans le référentiel du laboratoire, dans le système de coordonnées suivant :



Reformulons l'expression de la section efficace invariante dans l'espace des vitesses parallèle et perpendiculaire.

$$d\vec{q}^3 = dq_x dq_y dq_z = q^2 dq d\theta d\phi \sin \theta = q^2 dq d\Omega$$

$$\text{Avec } \vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}, \quad \vec{q} = E\vec{\beta} \Rightarrow d\vec{q}^3 = E^3 \beta^2 d\beta d\Omega.$$

Sachant que la section efficace est indépendante de \$\phi\$ par symétrie autour de l'axe du faisceau, l'élément différentiel d'angle solide \$d\Omega\$ peut être ramené à \$2\pi \sin \theta d\theta\$. Avec les composantes perpendiculaire et parallèle

$$\begin{cases} \beta_{||} = \beta \cos \theta \\ \beta_{\perp} = \beta \sin \theta \end{cases}, \text{ on obtient alors } \frac{d^3\sigma}{d\vec{q}^3} = \frac{1}{2\pi E^3} \frac{d^2\sigma}{\beta_{\perp} d\beta_{\perp} d\beta_{||}}.$$

$$\text{Ainsi, } \sigma_{inv.} = \frac{1}{2\pi E} \frac{d^3\sigma}{\beta_{\perp} d\beta_{\perp} d\beta_{//}} = \frac{(1-\beta^2)}{2\pi m^2 c^4} \frac{d^3\sigma}{\beta_{\perp} d\beta_{\perp} d\beta_{//}}$$

Dans notre cas, où les particules ne sont pas ultra-relativistes, β^2 est négligeable par rapport à 1, ce qui permet d'adopter finalement l'approximation $\sigma_{inv.} \approx \frac{1}{2\pi m^2 c^4} \frac{d^3\sigma}{\beta_{\perp} d\beta_{\perp} d\beta_{//}}$.

Cela signifie que pour représenter la section efficace invariante relativiste dans les histogrammes bidimensionnels vitesse parallèle-vitesse perpendiculaire, il faut multiplier la statistique par le facteur $1/v_{\perp}$.

Comme déjà mentionné, cela s'applique dans une représentation associée à un référentiel galiléen, pour lequel seulement on peut appliquer les transformations de Lorentz, ce qui est le cas du référentiel du laboratoire. Néanmoins, cela n'est plus forcément le cas lorsqu'on se place dans le référentiel de l'ellipsoïde des impulsions de chaque événement, lequel référentiel, nécessitant une rotation d'axes à partir du référentiel du laboratoire, n'est pas galiléen. Pour les petits angles de flot, on peut estimer que le référentiel de l'ellipsoïde est presque galiléen (la rotation est faible). On peut alors appliquer sans grande erreur la formulation de la section efficace invariante. Pour les grands angles de flot, en revanche, elle n'est plus valide.

Cependant, nous avons quand même choisi d'effectuer nos représentations dans le référentiel de l'ellipsoïde de chaque événement. En effet, il est nécessaire de se placer dans ce référentiel de manière à se caler au mieux sur l'élongation de l'événement dans l'espace des vitesses, ce pour quoi le référentiel du laboratoire n'est pas approprié, surtout avec les événements de grand angle de flot. D'autre part, nous avons pris le parti d'appliquer la formulation de la section efficace invariante même pour les tranches de grands angles de flot, car il serait encore plus erroné de ne pas tenir compte des déformations relativistes dans la section efficace différentielle en se restreignant à la section efficace brute (sans correction), et parce que nous avons pris le parti d'harmoniser les différentes représentations (selon les différentes tranches en angle de flot).

- ANNEXE 2 -

Construction de la fonction de corrélation azimutale entre particules alpha.

La fonction de corrélation azimutale s'exprime ainsi :

$$1 + R(\Delta\phi_{\alpha\alpha}) = \frac{N_c(\Delta\phi_{\alpha\alpha})}{N_{nc}(\Delta\phi_{\alpha\alpha})}, \text{ où :}$$

- $\Delta\phi_{\alpha\alpha}$ est l'angle azimutal relatif $|\phi_1 - \phi_2|$ entre les particules alphas (1 et 2).
- N_c est la distribution en angle azimutal relatif sur les événements vrais (corrélés)
- N_{nc} est la même distribution construite sur des paires alphas-alphas non corrélées.

Dans notre étude, nous n'avons considéré que les couples de particules alphas émises entre $\theta = 4,5^\circ$ et 110° dans le référentiel du laboratoire : dans ce domaine angulaire, l'acceptance en angle azimutal des modules d'INDRA est la même. D'autre part, nous avons exclu les couples de particules avec le même angle de détection θ , de manière à s'affranchir de la contribution des couples de particules alphas issus de la cassure du ^8Be , entraînant une surpopulation à $\Delta\phi_{\alpha\alpha} = 180^\circ$ dans la fonction de corrélation [BENL95a].

Pour construire les paires d'alphas décorrélés, nous avons adopté une méthode souvent utilisée : à chaque particule alpha de chaque événement, nous avons associé une particule alpha d'un autre événement **de la même classe d'événements** (sélectionnés en angle de flot et en complétude - cf. §IV.A).

Enfin, la fonction non corrélée, au dénominateur, a été multipliée par un facteur correctif pour réajuster son intégrale à celle de la fonction numérateur, de manière à normaliser la fonction de corrélation.

NEXT PAGE(S)
left arrow

- ANNEXE 3 -

1- LE MODÈLE BNV.

a- L'équation de Landau-Vlasov.

Afin de décrire la dynamique des collisions noyaux-noyaux à partir de leur propriétés microscopiques, il faut résoudre le problème à N corps que constitue le noyau. En mécanique classique, il est possible de simuler un système de N particules ponctuelles en interaction grâce à des approches de type "*dynamique moléculaire*". Néanmoins, cela est beaucoup moins trivial à résoudre en physique nucléaire, où les particules doivent être considérées comme des fonctions d'onde dans une description quantique. Or, à ce jour, il est impossible de simuler le problème à N corps en terme de fonctions d'onde au-delà de $N = 4$. Les seules approches réalistes de la dynamique du noyau consistent alors en des approximations de type "*champ moyen*". Par exemple, l'approche quantique auto-cohérente TDHF (Hartree-Fock dépendant du temps [BON76, NEG82] construit le hamiltonien de l'équation d'évolution de la matrice densité à un corps sur un potentiel moyen calculé à partir de l'interaction à deux corps. Néanmoins, si l'approximation de champ moyen est suffisante à basse énergie, elle ne l'est plus aux énergies intermédiaires. En effet, à ces énergies, outre qu'interviennent les effets de champ moyen, les collisions nucléons-nucléons jouent un rôle important [GRE87a]. Cependant, s'il est possible d'étendre formellement TDHF aux corrélations (densités) à deux particules, cela est difficile à traiter numériquement.

Pour pallier cette difficulté, une approche semi-classique a été introduite [BER88, GRE87b], intégrant la simplicité conceptuelle de l'approche classique et quelques propriétés quantiques, dont le principe d'exclusion de Pauli [PAU25], et basée sur l'équation de Vlasov [VLA38]. Cette équation, similaire à l'équation de Liouville, se formule ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \{f, h\} = 0$$
 , où $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est la fonction de densité dans l'espace des phases à un corps, $h(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est l'opérateur hamiltonien à 1 corps construit à partir du champ moyen. Elle correspond au développement en puissance de \hbar de la transformée de Wigner de l'équation TDHF jusqu'à l'ordre 2 [RIN80]. À cette équation ne décrivant pas les collisions est ajouté un

terme de collision de type Boltzmann prenant en compte le blocage de Pauli, dans l'approximation de Uehling et Uhlenbeck [UEH33] :

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \{f, h\} = I_{coll.}(f) , \text{ que l'on peut encore écrire ainsi :}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f + \vec{\nabla}_{\vec{p}} U \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f = I_{coll.}(f), \text{ où } U \text{ est le potentiel.}$$

Cette équation est connue sous le nom de Landau-Vlasov [REM84], BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) [BER88, NOR28, UEH33], BNV (Boltzmann-Nordheim-Vlasov) [BON94], ou encore VUU (Vlasov-Uehling-Uhlenbeck) [KRU85], selon la méthode de résolution numérique utilisée. Elle décrit l'évolution dans le temps de la fonction de densité dans l'espace des phases à un corps, qui représente la densité de probabilité dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{p}) .

Le terme de collision s'exprime ainsi :

$$I_{coll.}(f) = \frac{1}{h^3} \iiint W(12,34) (f_3 f_4 \bar{f}_1 \bar{f}_2 - f_1 f_2 \bar{f}_3 \bar{f}_4) \times \\ \times \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 d\vec{p}_4$$

Il prend en compte la contribution de toutes les collisions possibles des particules en position 1 avec les particules en 2 (allant vers 3 et 4 en voie finale), où $f_i = f(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t)$ est la densité de probabilité de la particule i ($f=f_1$), E_i son énergie, \vec{p}_i son impulsion. $\bar{f}_i = 1 - f_i$ est relié au principe de Pauli. Les fonctions δ assurent la conservation de l'impulsion et de l'énergie. $W(12,34)$ désigne le taux de transition, que l'on associera dans notre étude à la section efficace nucléon-nucléon libre expérimentale (non renormalisée par un facteur simulant les effets de milieu).

Le terme de potentiel U est la somme du potentiel coulombien et du potentiel moyen à un corps. Dans notre étude, nous avons adopté pour le champ moyen une paramétrisation simple, de type Skyrme [SKY56, VAU72] :

$$U_s(\vec{r}) = a \left(\frac{\rho(\vec{r})}{\rho_0} \right) + b \left(\frac{\rho(\vec{r})}{\rho_0} \right)^\sigma ,$$

où $\rho_0 = 0,145 \text{ fm}^{-3}$ est la densité normale (de saturation) de la matière nucléaire. Les paramètres a , b et σ sont reliés à l'équation d'état de la matière nucléaire. Nous avons adopté

les valeurs couramment admises pour ces paramètres [BLA76, BLA95] : $a = -356$, $b = 303$ et $\sigma = 7/6$. Elles correspondent à un module d'incompressibilité (K) de 200 MeV (équation d'état "molle").

b- Méthode des particules test (BNV).

Pour résoudre numériquement cette équation, nous avons utilisé la méthode "*des particules test*" [BER88, WON82], consistant à représenter la fonction de distribution par un grand nombre de particules numériques, ponctuelles dans l'espace des phases, N pour chacun des A nucléons. La fonction de distribution se décompose alors sur une base de fonctions de Dirac :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{A.N} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \delta(\vec{p} - \vec{p}_i).$$

Le nombre de particules test est un paramètre purement numérique qu'il faut choisir suffisamment grand pour obtenir un échantillonnage satisfaisant de l'espace des phases, et éviter les erreurs numériques, mais pas trop grand non plus pour des raisons de temps de calcul informatique.

Dans ce cas, résoudre l'équation Landau-Vlasov revient à réaliser la propagation des particules tests selon les équations du mouvement de Hamilton :

- la dérive par : $\dot{\vec{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_i} = \frac{\vec{p}_i}{m}$,
- l'évolution dans le champ par : $\dot{\vec{p}}_i = -\vec{\nabla}_i H = -N \vec{\nabla}_i V$,

où $H = \sum_{i=1}^{A.N} \frac{p_i^2}{2m} + N.V$ est le hamiltonien total (V est l'énergie totale d'interaction :

énergie coulombienne + énergie de champ moyen).

2- CALCULS.

a- Ingrédients.

Nous avons utilisé pour notre étude le code développé par le groupe de théorie du LNS de Catane, avec la paramétrisation de la force de Skyrme explicitée précédemment. Nous avons considéré $N = 32$ particules test par nucléon.

La méthode de résolution numérique des équations de Hamilton à chaque pas de temps est basée sur l'algorithme Runge-Kutta [BER88], conférant plus de précision à la résolution que la simple méthode d'Euler.

b- Résultats du calcul $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$ à 50 A.MeV, $b = 0$ fm.

Ces résultats sont présentés sur les six graphes qui suivent.

Au temps zéro du calcul, les deux noyaux sont bord à bord. La densité représentée est la valeur moyenne obtenue sur une sphère de 3 fm de rayon autour du centre de masse (densité de particules test / N). Les particules test se trouvant en-dessous d'une densité (nucléonique) locale de $\rho_0/3$ sont considérées comme non liées. Le nombre de nucléon liés est donc le nombre de particules test liées divisé par N .

L'énergie d'excitation et l'énergie thermique par nucléon sont obtenues sur l'ensemble des nucléons liés :

• énergie d'excitation : $E^* = \sum_{i=1}^{A \cdot N} E_{c_i} + E_{Coul_i} + E_{Skyrme}(\rho_i) - E_{fond.}$, où :

* E_c : énergie cinétique.

* $E_{Coul.}$: énergie coulombienne.

* $E_{Skyrme}(\rho) / A = \frac{a}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{b}{\sigma + 1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma$: énergie locale de champ moyen.

* $E_{fond.}$: énergie du système lié dans son état fondamental

(formulation de la goutte liquide, de Bethe-Weizsäcker [WEI35]).

• énergie thermique :

$$* \text{ formulation moyenne : } E_{th.}^* = \sum_{i=1}^{A.N} E_{c_i} - E_{Fermi}(\rho_{sys.}) ,$$

où l'énergie de Fermi est calculée sur la densité moyenne du système lié;

$$E_{Fermi}(\rho) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho \right)^{2/3} .$$

$$* \text{ formulation locale : } E_{th.}^* = \sum_{i=1}^{N.A} E_{c_i} + E_{Fermi}(\rho_i) ,$$

où l'énergie de Fermi est calculée pour chaque particule test, à partir de la densité locale (densité moyenne dans un rayon de 1,5 fm).

Nous avons remarqué que les deux formulations de l'énergie thermique ont donné des résultats très proches. Nous présentons ici l'énergie thermique obtenue selon la formulation locale.

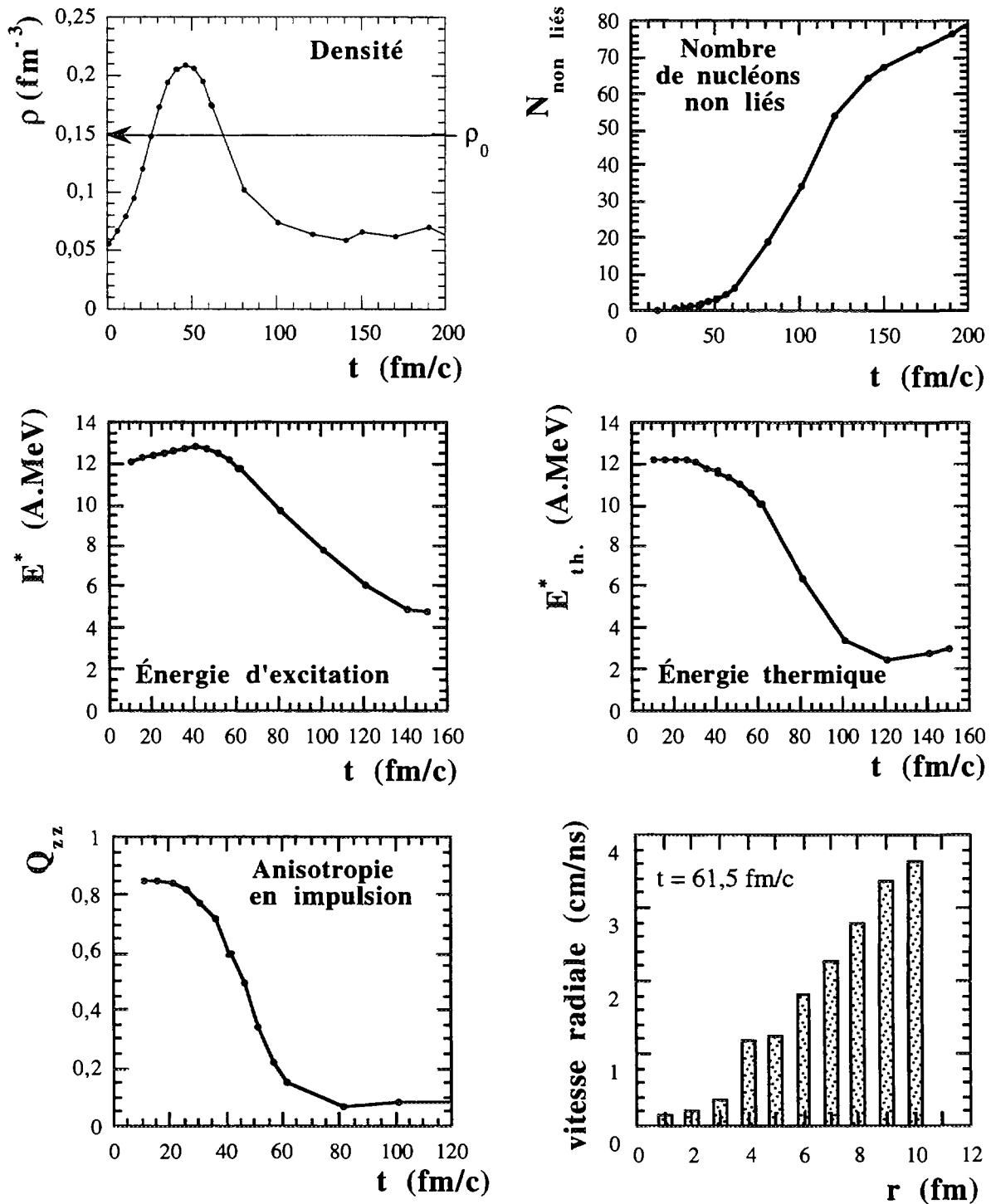
Q_{zz} est le tenseur d'anisotropie en impulsion longitudinale des particules libérées (non liées), qui s'exprime ainsi :

$$Q_{zz} = \frac{2\langle p_z^2 \rangle - \langle p_x^2 \rangle - \langle p_y^2 \rangle}{\langle p_x^2 \rangle + \langle p_y^2 \rangle + \langle p_z^2 \rangle} .$$

Il signe le degré d'anisotropie "d'émission" des particules, et, par là, la mémoire de la voie d'entrée. Pour une distribution en impulsion isotrope, il tend vers une valeur nulle.

La vitesse radiale a été calculée autour du centre de masse, et moyennée par tranche de rayon.

BNV : $^{129}\text{Xe} + ^{119}\text{Sn}$, 50 A.MeV, $b = 0$ fm



- Évolution en fonction du temps des grandeurs physiques : densité nucléonique (ρ_0 est la densité normale); nombre de nucléons non liés; énergie d'excitation; énergie thermique; composante longitudinale du tenseur d'anisotropie en impulsion des particules non liées.
- Diagramme de vitesse radiale des nucléons liés en fonction du rayon (distance au centre de masse du système), à $t = 61,5$ fm/c.

- BIBLIOGRAPHIE -

- AGO96** : M. D'Agostino et al., Collaboration Multics/Miniball, Phys. Lett. B **368** (1996) 259.
- AIC91** : J. Aichelin, Phys. Rep. **202** (1991) 233.
- BAC96** : C.O. Bacri et al., Proc. of the XXXIV Int. Winter Meeting, Bormio (1996).
- BAU86** : W. Bauer et al., Phys. Rev. C **34** (1986) 2127.
- BENK94** : A. Benkirane, thèse de l'Université de Caen (1994), GANIL T 94 01.
- BENL95a** : J. Benlliure, thèse de l'Université de Valence (Espagne, 1995), GANIL T 95 02.
- BENL95b** : J. Benlliure et Collaboration INDRA, Nouvelles du GANIL, n°54 (1995).
- BER88** : G.F. Bertsch et S. Das Gupta, Phys. Rep. **160** (1998) 189.
- BET30** : H.A. Bethe, Ann. Phys. **5** (1930) 325.
- BIZ88** : G. Bizard et al., Nucl. Inst. and Meth. A **244** (1988) 483.
- BIZ93** : G. Bizard et al., Phys. Lett. B **302** (1993) 162.
- BLA76** : J.-P. Blaizot, D. Gogny et B. Grammaticos, Nucl. Phys. A **265** (1976) 315.
- BLA95** : J.-P. Blaizot, J.-F. Bergé, J. Dechargé, et M. Girod, Nucl. Phys. A **591** (1995) 435.
- BON76** : P. Bonche, S. Koonin et J. Negele, Phys. Rev. C **13** (1976) 226.
- BON94** : A. Bonasera et al., Phys. Rep. **243** (1994) 1.
- BOT95** : A. S. Botvina et D.H.E. Gross, Nucl. Phys. A **592** (1995) 257.
- BOU87** : R. Bougault et al., Nucl. Inst. and Meth. A **259** (1987) 473.
- BOW92** : D.R. Bowman et al., Phys. Rev. C **46** (1992) 1834.
- BOW95** : D.R. Bowman et al., Phys. Rev. C **52** (1995) 818.
- BUR92** : G.F. Burgio, Ph. Chomaz, J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **69** **6** (1992) 885.
- CHA88** : R.J. Charity et al., Nucl. Phys. A **340** (1988) 371.
- CHO91** : Ph. Chomaz et al., Phys. Lett. B **254** (1991) 340.
- COL92** : M. Colonna et al. - Nucl. Phys. A **541** (1992) 295.
- COP90** : N. Copinet, thèse de l'Université de Caen (1990), GANIL T 90.
- CUG83** : J. Cugnon et D. L'Hôte, Nucl. Phys. A **397** (1983) 519.
- CUS96** : D. Cussol et O. Tirel, filtre INDRA prenant en compte l'identification, l'étalonnage, la cohérence de détection et la géométrie du détecteur (E. Plagnol, et N. Copinet - thèse de l'Université de Caen (1990), GANIL T 90).
- DOS88** : K.G.R. Doss et al., Mod. Phys. Lett. A **3** (1988) 849.
- DRA89** : D. Drain et al., Nucl. Inst. and Meth. A **281** (1989) 528.
- DUR93** : D. Durand et B. Tamain, proceedings École Joliot-Curie (1993) 135.
- DUR96** : D. Durand, O. Lopez, A.D. N'Guyen, communication privée, LPC Caen; D. Durand, Rapport d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Caen (1995).

- ÉCO95** : P. Écomard, thèse de l'Université de Caen (1995), GANIL T 95 01.
- FOX78** : G.C. Fox et S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581.
- FRI90** : W. A. Friedman, Phys. Rev. C **42** (1990) 667.
- GOB93** : A. Gobbi et al., Nucl. Inst. and Meth. A **324** (1993) 156.
- GRE87** : Ch. Grégoire et al., Nucl. Phys. A **465** (1987) 317.
- GRE87a** : C. Grégoire, cours donné à l'École Joliot-Curie (1987).
- GRE87b** : C. Grégoire et al., Nucl. Phys. A **465** (1987) 317.
- GRO90** : D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. **53** (1990) 605.
- GUA96** : A. Guarnera, thèse de l'Université de Caen (1996), GANIL T 96 01.
- HAG75** : G.B. Hagemann et al., Nucl. Phys. A **245** (1975) 166.
- HAU52** : W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366.
- HIR94** : Proceedings of the Int. Work. on Gross Prop. of Nucl. and Exc., Hirshegg, January 17-22 1994.
- IND91** : G. Auger, B. Berthier, D. Cussol, R. Legrain, E. Plagnol et L. Tassan-Got : le Détecteur INDRA, GANIL R 91 07.
- JAC96** : B. Jacquot, thèse de l'Université de Caen (1996), GANIL T 96.
- KIM92** : Kim et al., Phys. Rev. C **45** (1992) 387.
- KRU85** : H. Kruse et al., Phys. Rev. C **31** (1985) 1770.
- LEC96** : J.-F. Lecomte et al., Phys. Lett. B **387** (1996) 460.
- LIS95** : M.A. Lisa et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2662.
- LOP93** : O. Lopez et al., Phys. Lett. B **315** (1993) 34.
- LOU94** : M. Louvel et al., Phys. Lett. B **320** (1994) 99.
- LUK96** : Lukasic et al. - proceedings of the XXXIVth International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio (Italie) - janvier 1996.
- LYN89** : U. Lynen et la Collaboration ALADIN, GSI Report 1994.
- MAR95** : N. Marie, thèse de l'Université de Caen (1995), GANIL T 95 04.
- MÉT95** : V. Métivier, thèse de l'Université de Caen (1995), LPCC T 95 01.
- MOR75** : L.G. Moretto, Nucl. Phys. A **247** (1975) 211.
- MOR93** : L.G. Moretto et G.J. Wosniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **43** (1993) 379.
- NAL96** : L. Nalpas, thèse de l'Université Paris XI-Orsay, DAPNIA/SPhN T 96 02.
- NEG82** : J.W. Negele, Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 912.
- NGU96** : A.D. N'Guyen et al., L.P.C. Caen, en préparation (1996).
- NOR28** : L.W. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A **119** (1928) 689.
- OUA95** : A. Ouatizerga, thèse de l'Université Paris XI-Orsay (1995), IPNO T 95 05.
- PAU25** : W. Pauli, Z. Physik **31** (1925) 765.
- PEG90** : A. Péghaire et al., Nucl. Inst. and Meth. A **295** (1990) 365.
- PET90** : J. Peter et al., Nucl. Phys. A **519** (1990) 617.
- PHA92** : L. Phair et al., Nucl. Phys. A **458** (1992) 482.
- PHA93** : L. Phair et al., Nucl. Phys. A **564** (1993) 453.

- POG95** : G. Poggi et al., Nucl. Phys. A **586** (1995) 755.
- POU94** : J. Pouthas et al., GANIL P 94 26; Nucl. Inst. and Meth. A **357** (1995) 418 : INDRA, a 4π Charged Product Detection Array at GANIL.
- REM84** : B. Remaud et al., Nucl. Phys. A **428** (1984) 101.
- RIN80** : P. Ring et P. Schuck, the Nuclear Many Body Problem (Springer-Verlag, 1980).
- RUD91** : G. Rudolf, CRN Strasbourg PN 91-06 (1991).
- SCH96** : A. Schüttauf et al., Nucl. Phys. A **607** (1996) 457
- SEE67** : Seeger et Prisho, Los Alamos Report LA-3751 (1967).
- SKY56** : T.H.R. Skyrme, Phil. Mag. **1** (1956) 1043.
- SOB83** : L.G. Sobotka, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 2187.
- SOU90** : R.T. Souza et al., Nucl. Inst. and Meth. A **295** (1990) 109.
- STE91** : J.-C. Steckmeyer, Nouvelles du GANIL, n°40 (1991).
- STE95** : J.-C. Steckmeyer et al., Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A **361** (1995) 472.
- STO84** : R. Stokstad, Treatise on Heavy Ion Science, éd. A. Bromley, vol. 3, Plenum, New-York (1984) 83.
- SUR89** : É. Suraud C. Grégoire et B. Tamain, Prog. Nucl. Part. Sc. **23** (1989) 357.
- SUR91** : Ann. Phys. Fr. **16** (1991) 193.
- SWI83** : W. Swiatecki, preprint LBL-11403 (1983).
- UEH33** : E.A. Uehling et G.E. Uehlembeck, Phys. Rev. **43** (1933) 552.
- VAN78** : S.Y. Van der Werf, Nucl. Inst. and Meth. A **153** (1978) 221.
- VAU72** : D. Vautherin et D. Brink : Phys. Rev. C **5**, (1972) 626.
- VLA38** : A.A. Vlasov, JEPT **8** (1938) 291.
- WEI35** : C.F. Weizsäcker, Zeit. Phys. **96** (1935) 431.
- WEI37** : V. Weisskopf, Phys. Rev. **52** (1937) 69.
- WES77** : L. Westerberg et al., Nucl. Inst. and Meth. A **145** (1977) 295.
- WON82** : C.Y. Wong, Phys. Rev. C **25** (1982) 1460.

Résumé

Ce travail est centré sur l'étude des mécanismes de production des fragments et des particules légères dans la multifragmentation des noyaux chauds formés dans les collisions centrales Xe+Sn à 50 A.MeV. L'expérience a été effectuée avec le multidétecteur INDRA. Les événements de collision centrale, sélectionnés par l'angle de flot, font apparaître la présence d'une source d'émission isotrope, massive ($Z=90$), et très excitée ($E^*=12,5$ A.MeV). La comparaison des données avec un modèle de multifragmentation statistique (MMMC) et un modèle dynamique (BNV) nous permet de conclure que la multifragmentation ne peut être expliquée que dans le cadre d'un processus relativement froid, autour de 6 A.MeV d'énergie d'excitation thermique, précédé d'une phase d'émission primaire par la source en expansion, au cours de laquelle près du tiers de l'énergie d'excitation est dissipé. De plus, il apparaît que les spectres en énergie des fragments ne sont pas expliqués par un processus purement thermique, et qu'il faut invoquer un mouvement collectif d'expansion, de 2 A.MeV d'énergie, consécutif à la compression du système composé. De manière à préciser l'existence d'une émission de particules en deux étapes (primaire et secondaire), nous avons développé et appliqué une méthode originale de corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments. Elle nous a permis de mettre en évidence deux origines distinctes pour la production des particules : une correspondant aux émissions secondaires, issues des multifragments, et une associée à une émission antérieure à la formation de ces derniers. Enfin, cela nous a aussi permis de faire ressortir une hiérarchie en temps d'émission des différents types de particules dans le processus de désintégration du système.

Abstract

This work is focused on the study of fragment and light particle production mechanisms in the multifragmentation process of hot nuclei, which are formed in the central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/u. The experiment has been performed with the INDRA multidetector. The central collision events, selected via the flow angle variable, exhibit the presence of a heavy ($Z=90$) and highly excited ($E^*=12.5$ MeV/u) isotropic emission source. The comparison of the data with a statistical multifragmentation model (MMMC) and a dynamical model (BNV) makes us conclude that the multifragmentation can only be explained in the frame of a relatively cold process, around 6 MeV/u of thermal excitation energy, preceded by a primary emission stage of the expanding source, during which nearly one third of the excitation energy is dissipated. Two, it appears that the fragment energy spectra are not explained by a purely thermal process, and that one has to put forward an expansion collective motion, of 2 MeV/u of energy, following the compression of the compound system. In order to precise the existence of a two-step particle emission (primary and secondary), we have developed and applied an original method of reduced velocity correlations between particles and fragments. It has allowed us to underline two distinct origins for the particle production : one corresponding to secondary emissions, coming from the multifragments, and one associated with emissions which occur former the fragment production. At last, it has allowed us, two, to bring out a hierarchy in the emission times in the disintegration process, with respect to the particle type.

Mots-clés

Collisions entre ions lourds
Collisions centrales
Expansion
Émission secondaire

Énergies intermédiaires
Multifragmentation
Corrélations en vitesse réduite
Émission primaire